



Acerca de este libro

Esta es una copia digital de un libro que, durante generaciones, se ha conservado en las estanterías de una biblioteca, hasta que Google ha decidido escanearlo como parte de un proyecto que pretende que sea posible descubrir en línea libros de todo el mundo.

Ha sobrevivido tantos años como para que los derechos de autor hayan expirado y el libro pase a ser de dominio público. El que un libro sea de dominio público significa que nunca ha estado protegido por derechos de autor, o bien que el período legal de estos derechos ya ha expirado. Es posible que una misma obra sea de dominio público en unos países y, sin embargo, no lo sea en otros. Los libros de dominio público son nuestras puertas hacia el pasado, suponen un patrimonio histórico, cultural y de conocimientos que, a menudo, resulta difícil de descubrir.

Todas las anotaciones, marcas y otras señales en los márgenes que estén presentes en el volumen original aparecerán también en este archivo como testimonio del largo viaje que el libro ha recorrido desde el editor hasta la biblioteca y, finalmente, hasta usted.

Normas de uso

Google se enorgullece de poder colaborar con distintas bibliotecas para digitalizar los materiales de dominio público a fin de hacerlos accesibles a todo el mundo. Los libros de dominio público son patrimonio de todos, nosotros somos sus humildes guardianes. No obstante, se trata de un trabajo caro. Por este motivo, y para poder ofrecer este recurso, hemos tomado medidas para evitar que se produzca un abuso por parte de terceros con fines comerciales, y hemos incluido restricciones técnicas sobre las solicitudes automatizadas.

Asimismo, le pedimos que:

- + *Haga un uso exclusivamente no comercial de estos archivos* Hemos diseñado la Búsqueda de libros de Google para el uso de particulares; como tal, le pedimos que utilice estos archivos con fines personales, y no comerciales.
- + *No envíe solicitudes automatizadas* Por favor, no envíe solicitudes automatizadas de ningún tipo al sistema de Google. Si está llevando a cabo una investigación sobre traducción automática, reconocimiento óptico de caracteres u otros campos para los que resulte útil disfrutar de acceso a una gran cantidad de texto, por favor, envíenos un mensaje. Fomentamos el uso de materiales de dominio público con estos propósitos y seguro que podremos ayudarle.
- + *Conserve la atribución* La filigrana de Google que verá en todos los archivos es fundamental para informar a los usuarios sobre este proyecto y ayudarles a encontrar materiales adicionales en la Búsqueda de libros de Google. Por favor, no la elimine.
- + *Manténgase siempre dentro de la legalidad* Sea cual sea el uso que haga de estos materiales, recuerde que es responsable de asegurarse de que todo lo que hace es legal. No dé por sentado que, por el hecho de que una obra se considere de dominio público para los usuarios de los Estados Unidos, lo será también para los usuarios de otros países. La legislación sobre derechos de autor varía de un país a otro, y no podemos facilitar información sobre si está permitido un uso específico de algún libro. Por favor, no suponga que la aparición de un libro en nuestro programa significa que se puede utilizar de igual manera en todo el mundo. La responsabilidad ante la infracción de los derechos de autor puede ser muy grave.

Acerca de la Búsqueda de libros de Google

El objetivo de Google consiste en organizar información procedente de todo el mundo y hacerla accesible y útil de forma universal. El programa de Búsqueda de libros de Google ayuda a los lectores a descubrir los libros de todo el mundo a la vez que ayuda a autores y editores a llegar a nuevas audiencias. Podrá realizar búsquedas en el texto completo de este libro en la web, en la página <http://books.google.com>



Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

- + *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.
- + *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.
- + *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.
- + *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

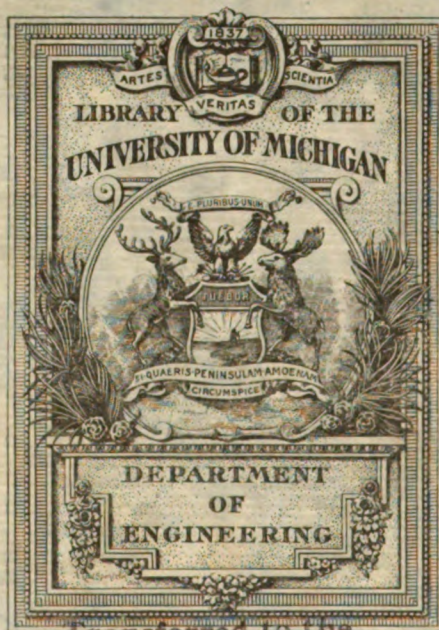
Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter <http://books.google.com> durchsuchen.

B 406453

LEHRBUCH DER
DRAHTLOSEN TELEGRAPHIE
VON J. ZENNECK

ZWEITE AUFLAGE

FERDINAND ENKE IN STUTTGART



Transferred to the
GENERAL LIBRARY.

TK
574/
: 254
1913

DRAHTLOSE TELEGRAPHIE.

LEHRBUCH
DER
DRAHTLOSEN TELEGRAPHIE

VON
Christian Adolf Wilhelm
DR. J. ZENNECK,

PROFESSOR DER PHYSIK AN DER TECHNISCHEN HOCHSCHULE IN DANZIG-LANGFUHR.

**ZWEITE, VOLLSTÄNDIG UMGEARBEITETE
UND VERMEHRTE AUFLAGE DES LEITFADENS.**

MIT 470 TEXTABBILDUNGEN UND ZAHLREICHEN TABELLEN.



STUTTGART.
VERLAG VON FERDINAND ENKE.
1913.

**Das Übersetzungsrecht für alle Sprachen und Länder
vorbehalten.**

Druck der Union Deutsche Verlagsgesellschaft in Stuttgart.

11-20-39 21.6.2-
P. 9-255

HERRN GEHEIMEN HOFRAT

DR. WILHELM FEDDERSEN,
DEM ALTMEISTER DER ELEKTRISCHEN SCHWINGUNGEN,

ZU SEINEM 80. GEBURTSTAGE

GEWIDMET

Aus dem Vorwort zur ersten Auflage.

Das vorliegende Buch ist auf Anregung des Verlegers, Herrn Dr. Enke, entstanden. Es war ursprünglich als Auszug aus meinem größeren Buche „Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie“ (Stuttgart 1905) gedacht. Tatsächlich ist aus dem Buche etwas ganz anderes geworden: der zahlenmäßige Beweis dafür liegt in der Tatsache, daß von den 332 Figuren nur 79, d. h. etwa 24 %, dem größeren Buche entnommen sind.

Seitdem ich das Buch begonnen habe (Winter 1905/06), haben sich die Verhältnisse in der drahtlosen Telegraphie vollkommen geändert. Daß zu den früher benutzten Anordnungen neue hinzugekommen sind, würde verhältnismäßig wenig ausgemacht haben; aber die Gesichtspunkte für die Beurteilung der verschiedensten Fragen haben sich dadurch völlig verschoben. Dadurch wurden häufig Umarbeitungen ganzer Abschnitte nötig; das Buch würde sonst schon bei seinem Erscheinen veraltet gewesen sein. Was diese Umarbeitungen für den Verleger und für mich bedeuteten, brauche ich wohl nicht auszuführen.

Die mathematischen Voraussetzungen sind dieselben, wie in meinem größeren Buche: im Text ist nur Elementarmathematik — die Verwendung der Differential- und Integralrechnung würde keinen Vorteil geboten haben —, in den Zusätzen Kenntnis der theoretischen Elektrizitätslehre vorausgesetzt. Die physikalischen Voraussetzungen sind etwas höher als in dem größeren Buche: die Kenntnis der experimentellen Elektrizitätslehre und der bei den technischen Wechselströmen auftretenden Erscheinungen, also ungefähr das, was in den ersten vier Kapiteln meines größeren Buches besprochen ist, ist zum Verständnis des vorliegenden Leitfadens notwendig.

Die Literatur nachweise konnte ich etwas spärlicher halten: seit etwa einem Jahr bringt Herr Dr. G. Eichhorn im „Jahrbuch für drahtlose Telegraphie“ (Leipzig, Ambr. Barth) ausführliche Angaben der gesamten in Betracht kommenden Literatur.

Bei der technischen Ausführung der Apparate sind in erster Linie die deutschen Firmen (Gesellschaft für drahtlose Telegraphie und Amalgamated Radiotelegraph Co. bzw. C. Lorenz A.G.) berücksichtigt. Es lag mir fern, diese Firmen dadurch bevorzugen zu wollen. Allein der Umfang des Buches verbot eine gleichmäßige Beschreibung der Apparate aller Systeme und ich habe deshalb als Beispiele die Apparate derjenigen Firmen gewählt, die mir genaue Angaben und gute Abbildungen ihrer Apparate zur Verfügung stellten. Die Apparate der anderen Firmen sind außerdem in anderen Büchern eingehend besprochen: ich möchte zur Ergänzung die vorzüglichen Bücher von J. A. Fleming und besonders J. Erskine-Murray empfehlen.

Braunschweig,
Physikalisches Institut der technischen Hochschule. Dezember 1908.

J. Zenneck.

Vorwort zur zweiten Auflage.

Schon etwa $2\frac{1}{2}$ Jahre nach dem Erscheinen der ersten Auflage ist eine zweite nötig geworden, obwohl inzwischen auch eine französische Ausgabe erschienen war. Das Buch hat also eine günstigere Aufnahme gefunden, als ich jemals zu hoffen gewagt hätte.

Das war für mich ein besonderer Ansporn, alles was in meinen Kräften stand, zu tun, damit die zweite Auflage dem gegenwärtigen Stand der drahtlosen Telegraphie gerecht werde. Bei der raschen Entwicklung derselben bedeutete dies eine weitgehende Umarbeitung fast des ganzen Buches.

Leider ist es mir nicht gelungen, diese Umarbeitung ohne eine Erweiterung des Umfangs durchzuführen. Mit Rücksicht auf diesen vergrößerten Umfang hat das Buch den Namen „Lehrbuch“ statt „Leitfaden“ erhalten.

In der Auswahl des Stoffes war für mich der Standpunkt des Physikers maßgebend. Ich habe vielfach Anordnungen, in denen ein neuer physikalischer Gedanke war, besprochen, auch wenn ich wußte, daß sie bisher nicht praktisch verwendet worden waren oder nicht mehr verwendet werden. Sich auf das praktisch Wichtige zu beschränken, wird erst dann angehen, wenn einigermaßen feststeht, was „praktisch wichtig“ ist. Darüber haben sich aber die Ansichten der Praktiker in den letzten Jahren sehr rasch geändert, sie gehen noch heute stark auseinander und scheinen vielfach weniger durch sachliche, als durch patentrechtliche Gründe bedingt zu sein.

Zweifellos ist in den letzten Jahren durch theoretische Arbeiten, Laboratoriumsversuche und Erfahrungen in der Praxis Vieles geklärt worden. Aber auch jetzt noch gibt es eine Reihe von Fragen, über die aus den bis jetzt vorliegenden Resultaten keine Klarheit zu erhalten ist. Wenn in diesen Fragen auch meine Darstellung die nötige Klarheit vermissen läßt, so lag also die Schuld nicht nur an mir.

Auch bei dieser Auflage habe ich von den verschiedensten Seiten

freundliche Unterstützung erfahren: von den Herren Dr. L. W. Austin (Washington), H. Boas (Berlin), Dr. L. Cohen (Brant Rock), F. Ducretet und E. Roger (Paris), Dr. Erskine-Murray (London), der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (Berlin), Dr. E. Huth (Berlin), der Firma C. Lorenz (Berlin), Marconis Wireless Telegraph Co. (London), Dr. E. Nesper (Berlin), Dr. H. Riegger und Dr. Rukop (Danzig), Dr. G. Seibt (Berlin), der Société française radioélectrique (Paris) und Herrn Professor C. Tissot (Brest). Allen diesen drängt es mich hier meinen Dank auszusprechen.

Ganz besonders habe ich zu danken den Herren Dr. A. Meißner (Berlin), Professor Dr. Vollmer (Jena) und Professor Dr. M. Wien (Jena). Sie haben sich der großen Mühe unterzogen, eine ganze Korrektur zu lesen und haben mich durch ihre wertvollen Ratschläge vor vielen Fehlern und Mängeln in der Darstellung bewahrt.

Endlich danke ich dem Verleger, Herrn Dr. A. Enke (Stuttgart), für das Entgegenkommen, das er mir und der Ausstattung des Buches stets bewiesen hat.

Danzig - Langfuhr,

Physikalisches Institut der technischen Hochschule. November 1912.

J. Zenneck.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
Kapitel I. Eigenschwingungen von Kondensatorkreisen.	
1. Die Erregung der Eigenschwingungen durch Laden der Kondensatoren	1
§ 1. Die Frequenz.	
2. Experimentelle Bestimmung der Frequenz	3
3. Berechnung der Frequenz (Thomson'sche Formel)	6
4. Kondensatoren in Serien- und Parallelschaltung	7
5. Die praktische Bedeutung der Thomsonschen Formel	9
§ 2. Die Dämpfung.	
6. Der Energieumsatz bei den Schwingungen	11
7. Die verschiedenen Dämpfungsursachen	13
8. Kondensatorkreis ohne Funkenstrecke. Dämpfung durch Joulesche Wärme	14
9. Kondensatorkreis mit Funkenstrecke. Allgemeines über Funkendämpfung	16
10. Methoden zur Bestimmung der Funkendämpfung	20
11. Größe der Funkendämpfung	21
12. Mehrfach- oder Serien-Funkenstrecken	25
13. Energieverluste im Isolationsmaterial der Kondensatoren	25
14. Energieverlust durch Sprühen	26
15. Energieverlust durch Wirbelströme	28
16. Verhältnis der einzelnen Energieverluste	28
Kapitel II. Offene Oszillatoren.	
§ 1. Der lineare Oszillator.	
17. Grundschiwingung und Oberschwingungen	30
18. Strom- und Spannungsverteilung der Grundschiwingung	31
19. Die Frequenz der Grundschiwingung	32
20. Das elektromagnetische Feld der Grundschiwingung	33
21. Die Dämpfung der Grundschiwingung	38
22. Die Oberschwingungen des linearen Oszillators	39
23. Spulen	40

	Seite
§ 2. Allgemeine Beziehungen für offene Oszillatoren.	
24. Strom- und Spannungsverteilung auf einem Draht	41
25. Das elektromagnetische Feld in sehr großer Entfernung von einem Oszillator	43
26. Die Strahlung eines Oszillators	47
27. Wirksame Kapazität und wirksamer Selbstinduktionskoeffizient eines Oszillators	49
§ 3. Zusammengesetzte Oszillatoren.	
28. Linearer Oszillator mit zwei gleichen Kapazitäten an den Enden (Hertzscher Sender)	50
29. Linearer Oszillator mit Kapazität an einem Ende	51
30. Linearer Oszillator mit eingeschalteten Kondensatoren	52
31. Lineare Oszillatoren mit eingeschalteten Spulen	54
32. Linearer Oszillator mit eingeschalteten Spulen und Kondensatoren	55
33. Geerdete Oszillatoren	55
Kapitel III. Der Wechselstromkreis hoher Frequenz.	
§ 1. Widerstand, Selbstinduktionskoeffizient und Kapazität.	
34. Stromverteilung auf dem Querschnitt massiver Drähte	57
35. Selbstinduktionskoeffizient	58
36. Widerstand von geraden Drähten	58
37. Der Widerstand von Spulen	60
38. Spulen mit veränderlicher Selbstinduktion	62
39. Kondensatoren mit unveränderlicher Kapazität	66
40. Kondensatoren mit veränderlicher Kapazität	71
§ 2. Strom und Spannung.	
41. Beziehung zwischen Strom- und Spannungsamplitude	76
42. Schlagweite und Spannung	78
43. Isolation von Leitungen	81
§ 3. Strommessung.	
44. Die Angaben von Hitzdrahtinstrumenten	82
45. Technische Hitzdrahtinstrumente	86
46. Hitzdraht-Luftthermometer	87
47. Bolometer, Barretter	87
48. Thermoelement	89
49. Thermogalvanometer	91
50. Zusammenstellung der Empfindlichkeit verschiedener Meßinstrumente	92
51. Messung sehr geringer Stromstärken	94
Kapitel IV. Gekoppelte Systeme.	
§ 1. Allgemeines über Koppelung.	
52. Magnetische, galvanische, elektrische Koppelung	95
53. Lose und feste Koppelung	98
54. Koppelungsvorrichtungen	99

	Seite
§ 2. <i>Lose Koppelung gedämpft schwingender Systeme.</i>	
55. Koppelung zwischen Oszillator und geschlossenem Stromkreis	101
56. Extrem lose Koppelung zweier Oszillatoren	102
57. Lose Koppelung zweier Oszillatoren	104
§ 3. <i>Feste Koppelung abgestimmter, gedämpft schwingender Systeme.</i>	
58. Die Form der Schwingung	105
59. Die Frequenz der Koppelungs-Schwingungen	106
60. Die Dekremente der Koppelungs-Schwingungen.	107
61. Amplitude und Phase der Schwingungen	109
§ 4. <i>Löschwirkung in gekoppelten Systemen.</i>	
62. Die Form der Schwingungen	111
63. Die verschiedenen Löschfunkenstrecken	113
64. Bedingungen für gute Löschwirkung	114
65. Über die Wirkungsweise der Löschfunkenstrecken	116
§ 5. <i>Die Koppelung ungedämpft schwingender Systeme.</i>	
66. Koppelung mit einem geschlossenen Stromkreis	118
67. Lose Koppelung mit einem Oszillator	119
68. Feste Koppelung mit einem Oszillator	121
69. Unterschied zwischen gedämpften und ungedämpften Schwingungen	123

Kapitel V. Resonanzkurven.

§ 1. <i>Die Resonanzkurve des Stromeffekts.</i>	
70. Allgemeine Beziehungen	125
71. Messung der Frequenz	127
72. Die Eichung des Meßkreises	130
73. Bestimmung von Kapazitäten, Selbstinduktionskoeffizienten und Koeffizienten der wechselseitigen Induktion durch Resonanz	134
74. Bestimmung der Summe der Dekremente von Primär- und Sekundärsystem	136
75. Nicht normale Formen von Resonanzkurven	139
76. Bestimmung der Dekremente von Primär- und Sekundärsystem	141
77. Messung von kleinen Änderungen des Dekrements	143
78. Allgemeines über Messungen mit Resonanzkreisen	144
79. Die technischen „Wellenmesser“	149
§ 2. <i>Resonanzkurve des Dynamometereffekts.</i>	
80. Allgemeine Beziehungen	156
81. Bestimmung der Frequenz (Wellenlänge)	159
82. Bestimmung des Dekrements	160
83. Das Dynamometer	161
§ 3. <i>Verwendung der Resonanz zur Untersuchung von Kondensatoren.</i>	
84. Bestimmung des Frequenzfaktors	162
85. Energieabsorption durch dielektrische Hysteresis	163
86. Das Sprühen der Kondensatoren	164

	Seite
§ 4. Verwendung von Resonanzkurven zur Untersuchung gekoppelter Systeme	
87. Koppelung abgestimmter Systeme. Ermittlung von Frequenz, Dekrement und Koppelungsgrad	168
88. Feste Koppelung abgestimmter Systeme. Stromeffekt in einem dritten System	172
89. Koppelung verstimmter Systeme. Stromeffekt in einem dritten System	176
90. Untersuchung der Löschwirkung von Funkenstrecken	176
Kapitel VI. Die Antenne.	
91. Allgemeines	179
§ 1. Die verschiedenen Antennenarten.	
92. Die Form der Luftleiter	179
93. Verhältnis der verschiedenen Luftleiterformen	184
§ 2. Die Erdung.	
94. Erdverbindung und Gegengewicht. Einfluß auf die Stromverteilung	186
95. Energieverbrauch durch die Erdströme	188
96. Ungerdete Antennen für Luftschiffe	193
§ 3. Die Schwingungen von Antennen.	
97. Die Frequenz, Kapazität und der Selbstinduktionskoeffizient	195
98. Über die Wirkung von Spulen und Kondensatoren in den Antennen	196
99. Die Dämpfung der Antennen und ihre Ursachen	198
100. Die Bestimmung des Dekrements	200
Kapitel VII. Sender für gedämpfte Schwingungen.	
101. Die verschiedenen Senderarten	205
§ 1. Der einfache (Marconi-) Sender.	
102. Allgemeines	205
103. Die Dämpfung	206
§ 2. Der Braunsche Sender.	
104. Art der Koppelung	207
105. Gekoppelter Sender für Antennen mit starker Dämpfung. Sehr lose Koppelung	209
106. Gekoppelte Sender für Antennen mit starker Dämpfung. Feste Koppelung	210
107. Gekoppelte Sender für Antennen mit geringer Dämpfung	212
108. Die technische Ausführung des Braunschen Senders	213
§ 3. Löschfunken-Sender, Wienscher Sender.	
109. Allgemeines über Stoßerregung	216
110. Die Schaltung	219
111. Die technischen Löschfunkensender	222
112. Die technische Ausführung des Wienschen Senders	226

§ 4. *Allgemeines über Sender für gedämpfte Schwingungen.*

113. Betrieb mit unterbrochenem Gleichstrom	230
114. Betrieb mit Wechselstrom	230
115. Betrieb mit Gleichstrom	235
116. Energiemessung in der Speiseleitung, Bestimmung des Wirkungs- grads	236
117. Taster	239
118. Funkenstrecken mit rotierenden Elektroden	241

§ 5. *Vergleich der verschiedenen Senderarten.*

119. Unterschied des gekoppelten und des einfachen (Marconi-)Senders	247
120. Verhältnis des Braunschen und Wienschen Senders	249

Kapitel VIII. **Hochfrequenzmaschinen für ungedämpfte Schwingungen.**

121. Die Maschinen von Alexanderson-Fessenden	252
122. Die Goldschmidtsche Hochfrequenzmaschine	255

Kapitel IX. **Ungedämpfte Schwingungen nach der Lichtbogenmethode.**§ 1. *Die verschiedenen Anordnungen.*

123. Die Aufgabe und ihre Lösung durch V. Poulsen	260
124. Die technische Ausführung der Poulsengeneratoren	263
125. Poulsen-Lampen für Meßzwecke	266
126. Die Schaltung des Poulsen-Senders	267
127. Vorrichtungen zum Geben	269
128. Der Vieltonsender von C. Lorenz	271

§ 2. *Die Vorgänge bei der Lichtbogenmethode.*

129. Die Charakteristik des Lichtbogens	273
130. Die Schwingungen I. Art: $J_{10} < J_0$	276
131. Die Schwingungen II. Art: $J_{10} > J_0$; keine Rückzündung vor- handen	277
132. Schwingungen III. Art: $J_{10} > J_0$; Rückzündung vorhanden	281
133. Energieverhältnisse	282
134. Die Frequenz der Schwingungen	283
135. Praktische Folgerungen für die Schwingungen II. Art	285
136. Die Konstanz der Schwingungen II. Art	288
137. Die Bezeichnung „Funke“ und „Lichtbogen“	292

Kapitel X. **Die Ausbreitung der Wellen längs der Erdoberfläche.**§ 1. *Die Wellen über ebenem bezw. kugelförmigem homogenem Boden.*

138. Die Wellen über ebenem Boden von extrem gutem Leitvermögen	294
139. Die Wellen über ebenem Boden von beliebigem Leitvermögen	297
140. Der Einfluß der Kugelgestalt der Erde	305

§ 2. <i>Wellen über unebenem oder inhomogenem Boden.</i>	
141. Unebenheiten der Erdoberfläche	308
142. Regen und Grundwasser	310
143. Verteilung von Wasser und Land	312
§ 3. <i>Abhängigkeit der Wellen von atmosphärischen und anderen Einflüssen.</i>	
144. Wirkung des Zustands der Atmosphäre	313
145. Die Ionisation der Atmosphäre	315
146. Messungen über die Ausbreitung der Wellen	321
147. Einfluß der Erdung des Senders auf die Fortpflanzung der Wellen	323
148. Der Sicherheitskoeffizient	323

Kapitel XI. Die Detektoren.

§ 1. <i>Thermische Detektoren.</i>	
149. Bolometer und Thermogalvanometer	324
150. Thermoelemente. Thermodetektoren	325
151. Bedeutung der thermischen Detektoren	326
§ 2. <i>Magnetische Detektoren.</i>	
152. Physikalische Grundlage	327
153. Marconi's magnetischer Detektor	328
154. Andere Formen von magnetischen Detektoren	329
§ 3. <i>Unvollkommene Kontakte.</i>	
155. Kohärer mit Metallkörnern	329
156. Quecksilberkohärer	332
157. Kohle- oder Graphitkohärer. (Mikrophonkontakt)	333
§ 4. <i>Elektrolytische und andere Detektoren.</i>	
158. Antikohärer	333
159. Der elektrolytische Detektor von Ferrié, Fessenden, Nernst, Schlömilch	334
160. Kristalldetektoren	336
161. Glühlampendetektoren, Gasdetektoren	338
§ 5. <i>Allgemeines über Detektoren.</i>	
162. Die Wirkungsweise verschiedener Detektoren	340
163. Worauf reagieren die verschiedenen Detektoren?	343
164. Prüfung der Detektoren auf ihre Empfindlichkeit	345
§ 6. <i>Apparate zur Aufnahme der Telegramme.</i>	
165. Telephonische Aufnahme; „Hörempfang“	346
166. Lautverstärkung bei Hörempfang	348
167. Automatische Registrierung der Telegramme; „Schreibempfang“	351
168. Aufnahmeapparat für den Metallkörner-Kohärer	356
169. Der Anruf	358
170. Vergleich der verschiedenen Arten von Detektoren	359

Kapitel XII. **Empfänger.**

171. Die Luftleiter in Empfangsstationen	363
172. Allgemeine Beziehungen für das Empfangssystem	364
§ 1. <i>Der ursprüngliche Marconi-Empfänger.</i>	
173. Die erste Anordnung	368
174. Der Marconische Transformator	369
§ 2. <i>Empfänger für abgestimmte Telegraphie mit gedämpften Schwingungen.</i>	
175. Empfänger für stark gedämpfte Empfangsantenne	372
176. Empfänger für schwach gedämpfte Antennen	374
177. Abstimmung des Empfängers bei zweiwelligem Sender	377
178. Regulierung der Energieabgabe an den Wellenanzeiger	377
179. Empfänger für zwei verschiedene Detektoren	381
180. Die Abstimmungsschärfe	381
181. Anordnung von R. A. Fessenden zur Geheimhaltung der Telegramme	388
182. Mehrfachtelegraphie	390
183. Mittel gegen atmosphärische Störungen	392
184. Erfolge der abgestimmten Telegraphie	394
185. Mittel zur Geheimhaltung der Telegramme	397
§ 3. <i>Empfänger für ungedämpfte Schwingungen.</i>	
186. Allgemeines	399
187. Die Anordnungen mit gewöhnlichem Detektor	400
188. Die Tickerschaltung	401
189. Die technische Ausführung eines Unterbrechers für Tickerschaltung	403
190. Besondere Anordnungen für ungedämpfte Schwingungen	403
191. Die praktischen Erfolge	404

Kapitel XIII. **Gerichtete Telegraphie.**

192. Die Charakteristik der Fernwirkung	406
§ 1. <i>Die ersten Versuche.</i>	
193. Verwendung von Spiegeln	408
194. Abschirmungsversuche	409
§ 2. <i>Die Anordnungen mit mehreren Antennen.</i>	
195. Das Feld mehrerer Antennen. Allgemeines	410
196. Das Feld mehrerer Antennen. Spezielle Fälle	411
197. Doppelantennen im Abstand einer halben Wellenlänge	416
198. Die Anordnungen von E. Bellini und A. Tosi	417
199. Die Anordnungen von F. Braun	423
200. Herstellung beliebiger Phasendifferenzen bei ungedämpften Schwingungen	424
201. Herstellung beliebiger Phasendifferenzen bei gedämpften Schwingungen	425

	Seite
§ 3. <i>Luftleiter mit horizontalen oder schiefen Teilen.</i>	
202. Die geknickte Antenne Marconis	427
203. Die Wirkungsweise der geknickten Marconi-Antenne als Sender	429
204. Die geknickte Marconi-Antenne als Empfänger	433
205. Schiefe Antennen	436
206. Horizontale Antennen, Erdantennen	437
207. Die Vorteile der gerichteten Telegraphie	438

Kapitel XIV. Drahtlose Telephonie.

§ 1. <i>Sender.</i>	
208. Speisung der Sender	444
209. Die Schaltungen	445
210. Die Mikrophone	447
§ 2. <i>Empfänger.</i>	
211. Empfangsschaltungen	448
212. Der Vorgang im Detektorkreis	451

<i>Die Entwicklung der drahtlosen Telegraphie in den Jahren 1909—1912.</i>	453
--	-----

Tabellen.

Tabelle I. Die Frequenz von Kondensatorkreisen	462
„ II. Die Wellenlänge von Kondensatorkreisen	464
„ III. Frequenz und Wellenlänge	466
„ IV. Schwingungskurven für verschiedene Dekremente	467
„ V. Die Funken-(Lichtbogen-)Konstanten	470
„ VI. Formeln für die Berechnung von Selbstinduktionskoeffizienten	471
„ VII. Wirksamer Widerstand von Kupferdrähten	474
„ VIII. Maximaldurchmesser von Widerstandsdrähten	476
„ IX. Schlagweite und Entladungsspannung	477
„ X. Tabelle zur Bestimmung des Koppelungsgrads	479
„ XI. Tabelle zur Berechnung des Dekrements aus Resonanzkurven	481
„ XII. Die Resonanzschärfe ρ	483
„ XIII. Der Strahlungswiderstand von Antennen	484

Literaturnachweis und theoretische Ergänzungen	486
---	------------

Namen- und Sachregister	509
--	------------

Bezeichnungen und Abkürzungen.

Im folgenden gelten, wenn es nicht ausdrücklich anders angegeben ist, die folgenden Bezeichnungen:

E bzw. M = el. bzw. mag. Feldstärke

\mathcal{E} = elektromotorische Kraft = EMK

μ = Permeabilität

ϵ = Dielektrizitätskonstante

ϵ_0 = Dielektrizitätskonstante der Luft

$k = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$, gewöhnlich als Dielektrizitätskonstante bezeichnet

MF. = Mikrofarad

C.G. S. = Einheiten des absoluten elektromagnetischen Maßsystems

Σ = Strahlung

W = Energie

W_e = Energie des el. Felds

W_m = Energie des mag. Felds

\mathcal{U} = Spannung

\mathcal{U}_z = Zündspannung

J = Strom (in den Figuren vielfach mit i bezeichnet)

R = Widerstand

L = Selbstinduktionskoeffizient } für stationäres Feld

C = Kapazität

\Re = Widerstand

\mathcal{L} = Selbstinduktionskoeffizient } für Schwingungen

\mathcal{C} = Kapazität

L_{12} bzw. L_{21} = wechselseitiger Induktionskoeffizient bei quasistationärem Strom

\mathcal{L}_{12} bzw. \mathcal{L}_{21} = „ „ „ nicht quasistationärem Strom

R_f = Funkenwiderstand

\Re_s = Strahlungswiderstand

K = Koppelungskoeffizient

K' = Koppelungsgrad

T = Periode

N = Frequenz = Periodenzahl = Anzahl ganzer Perioden pro Sekunde

$\omega = 2\pi N = \frac{2\pi}{T}$ = Periodenzahl in 2π Sekunden = Kreisfrequenz

λ = Wellenlänge

- c = Fortpflanzungsgeschwindigkeit
 ζ = Entladungszahl = Anzahl Entladungen pro Sekunde
 b = (logarithmisches) Dekrement
 b_i = Joulesches Dekrement
 b_h = Hysteresisdekrement
 b_r = Strahlungsdekrement
 b_f = Funkendekrement
 a = lineares Dekrement
 α = Formfaktor einer Antenne
 ρ = Resonanzschärfe
 a, b = Funken- bzw. Lichtbogen-Konstanten
 e = Basis der natürlichen Logarithmen
 \propto = proportional
 \ll = viel kleiner als
 \gg = viel größer als
 EMS = J. Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie. Stuttgart 1905.
 ETZ = Elektrotechnische Zeitschrift
 Jahrb. = Jahrbuch für drahtlose Telegraphie. Leipzig. Joh. Ambr. Barth.
 El. = The Electrician, London.
 C. R. = Comptes rendues de l'Académie des Sciences. Paris.

Die fetten Zahlen in eckigen Klammern (z. B. [21]) beziehen sich auf die Nummern des Textes, die kleinen Zahlen (z. B. ⁵²) auf die Nummern der Ergänzungen am Schluß des Buches.

Eigenschwingungen von Kondensatorkreisen.

1. Die Erregung der Eigenschwingungen durch Laden der Kondensatoren.

Die einfachste Form eines Kondensatorkreises ist diejenige von Fig. 1: ein Kondensator C, ein Draht A F B, die „Strombahn“, der die beiden Belegungen A und B des Kondensators leitend verbindet.

a. Ein solcher Kondensatorkreis werde an einer Stelle, z. B. F, unterbrochen und die beiden Teile an die Pole einer Influenzmaschine, eines Funkeninduktors oder eines Wechselstromtransformators ange-

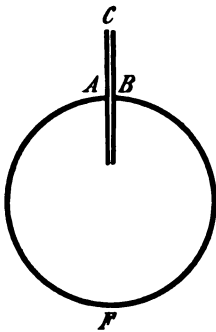


Fig. 1.

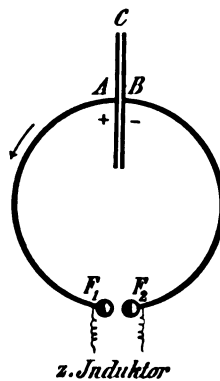


Fig. 2.

schlossen (Fig. 2). Wird dann die Influenzmaschine oder der Funkeninduktor in Betrieb gesetzt, so wird der Kondensator geladen: es wird der einen Belegung, z. B. A, eine gewisse positive, der anderen, B, eine ebenso große negative Elektrizitätsmenge zugeführt. Dadurch entsteht nicht nur zwischen den beiden Belegungen A und B, sondern auch zwischen den beiden Elektroden F_1 und F_2 der Unterbrechungsstelle ein elektrisches Feld und damit eine elektrische Spannung. Steigert man die Ladung des Kondensators und damit die Spannung zwischen den F_1 und

F_2 immer weiter, so geht schließlich zwischen den F_1 und F_2 ein „Funke“ über und der Zwischenraum $F_1 F_2$, die „*Funkenstrecke*“, wird leitend.

b. Die Spannung, die zwischen den beiden Belegungen A und B besteht, hat jetzt einen elektrischen Strom zur Folge, dessen Richtung diejenige des Pfeils von Fig. 2, von der positiv geladenen Belegung zur negativen, ist. Das gilt indes nur für den Anfang. Tatsächlich ist der Strom, falls der Widerstand der Strombahn nicht extrem groß ist, ein oscillatorischer Strom oder Wechselstrom von der Art, wie ihn die „*Stromkurve*“ Fig. 3, eine photographische Aufnahme mit Hilfe der für solche Zwecke besonders geeigneten Braunschen

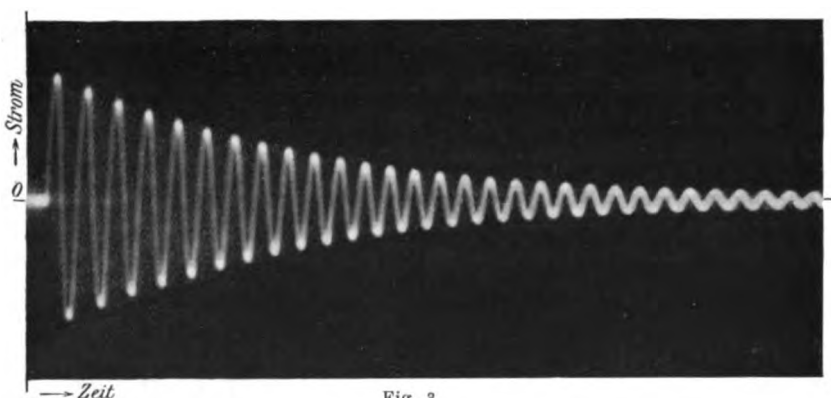


Fig. 3.

Kathodenstrahl-Röhre²⁾ (Fig. 277), darstellt: in derselben sind die Abszissen der Zeit, die Ordinaten dem Strom proportional, der zur betreffenden Zeit herrscht.

Der Wechselstrom unterscheidet sich in einem Punkte wesentlich von den Wechselströmen, die in der Technik gebraucht und durch Wechselstrommaschinen erzeugt werden: seine Amplitude nimmt allmählich ab. Man bezeichnet einen solchen Wechselstrom als „*gedämpften*“, im Gegensatz dazu einen Wechselstrom mit gleichbleibender Amplitude als „*ungedämpften*“.

c. Da jeder Strom ein magnetisches Feld hervorruft, dessen Feldstärke jedenfalls in der Nähe der Strombahn dem Strom proportional ist, so besitzt das magnetische Feld einen zeitlichen Verlauf derselben Art wie der Strom: es ist ein „*gedämpftes magnetisches Wechselfeld*“.

Auf der anderen Seite muß der Strom während der Zeit, in welcher er die Stromrichtung von Fig. 2 besitzt, der Belegung A des Kondensators positive Ladung entziehen, der Belegung B zuführen. Während der Strom entgegengesetztes Vorzeichen besitzt, ist seine Wirkung auf

die Belegungen auch gerade entgegengesetzt. Die Folge ist, daß auch die Ladung des Kondensators oszillatorisch und das elektrische Feld zwischen den Belegungen ein „*elektrisches Wechselfeld*“, und zwar ein gedämpftes, wird.

d. Die ganze Erscheinung, Wechselstrom mit dem dadurch bedingten elektrischen und magnetischen Wechselfeld, nennt man eine „*elektromagnetische Schwingung*“.

Schwingungen, die, wie hier, ohne Einwirkung anderer Schwingungen in einem Kondensatorkreis entstehen können, werden als dessen „*Eigenschwingungen*“ bezeichnet.

e. Bei der Anordnung von Fig. 2 werden die Eigenschwingungen durch den Funken eingeleitet. Im allgemeinen ist aber die Entstehung von Eigenschwingungen durchaus nicht an das Vorhandensein eines Funkens gebunden. Auch in einem Kondensatorkreis, dessen Strombahn keine Funkenstrecke enthält, lassen sich Eigenschwingungen erregen [109].

§ 1. Die Frequenz.

2. Experimentelle Bestimmung der Frequenz.

a. Auch bei solchen Kondensatorkreisen, deren Eigenschwingungen zu rasch verlaufen, als daß eine photographische Aufnahme der Strom-

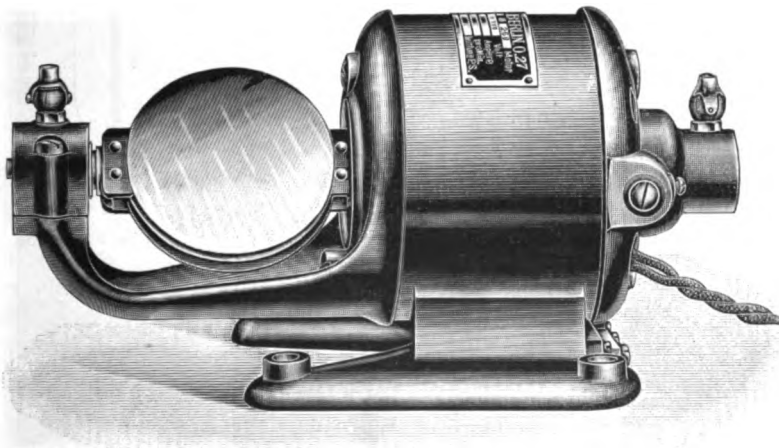


Fig. 4.

kurve mit Hilfe der B r a u n s c h e n Röhre (vgl. Fig. 3) oder eines technischen Oszillographen möglich wäre, kann die „*Frequenz*“ der Schwingung, d. h. die Anzahl ganzer Schwingungen pro Sekunde mit Hilfe eines

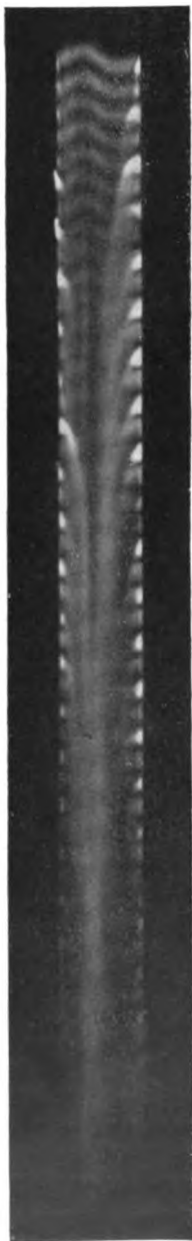


Fig. 5.

rotierenden Spiegels — Methode von Feddersen — direkt bestimmt werden, wenn der Kondensatorkreis eine Funkenstrecke enthält.

Betrachtet man in einem Spiegel, der um eine horizontale Achse rotiert — z. B. auf der Achse eines kleinen Elektromotors (Fig. 4)*) befestigt ist —, die horizontal gestellte Funkenstrecke eines Kondensatorkreises, so erscheint während einer Entladung des Kondensatorkreises ein Bild von der Form desjenigen in Fig. 5. In denjenigen Zeiten, in denen der Strom, der durch die Funkenstrecke hindurchgeht, im Maximum ist, ist auch die Funkenbahn am hellsten. Sie ist sehr dunkel zu denjenigen Zeiten, in denen der Strom nur sehr geringe Intensität besitzt. Die Helligkeit der Funkenbahn muß also ebenso wie der Strom periodisch zu- und abnehmen. Im rotierenden Spiegel, in welchem das Bild, das die Funkenbahn zu verschiedenen Zeiten bietet, an verschiedenen Stellen erscheint, erhält man also eine Reihe von abwechselnd hellen und dunklen Streifen.

Der Abstand von zwei aufeinander folgenden hellen Streifen entspricht der Zeit einer halben Periode der Schwingung. Photographiert man das Bild im rotierenden Spiegel und bestimmt man aus der Tourenzahl des Spiegels und den Dimensionen der Anordnung die Geschwindigkeit, mit der das Bild der Funkenstrecke sich auf der photographischen Platte bewegt, so läßt sich aus dem Abstand zweier oder mehrerer heller Streifen die Zeit einer Periode und damit die Frequenz der Schwingung ermitteln.



Fig. 6 a. Fig. 6 b.

*) Besonders dafür geeignete Elektromotoren mit maximal 12000 Umdrehungen pro Minute werden von der Firma H. Boas (Berlin O 27, Krautstraße 52), der ich die Abbildung Fig. 4 verdanke, gebaut.

Diese Methode ist nicht nur praktisch sehr wichtig, sie ist auch deshalb von besonderem Interesse, weil damit W. Feddersen³⁾ zum ersten Male die Eigenschwingungen von Kondensatorkreisen, welche die Grundlage der modernen drahtlosen Telegraphie bilden, experimentell nachgewiesen und studiert hat.

b. Eine andere Methode zur direkten Bestimmung der Frequenz eines Kondensatorkreises bietet die Gehrkesche Glimmlicht-Oszillographenröhre⁴⁾.

Sie besteht aus einer Glasröhre, der in Fig. 6a abgebildeten Form mit Elektroden

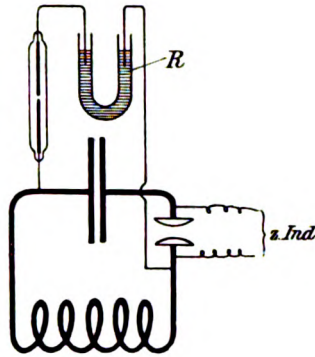


Fig. 7.

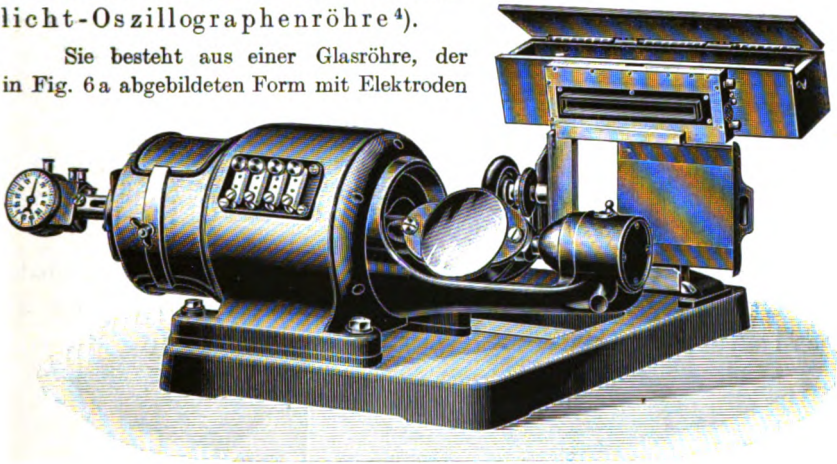


Fig. 8.

aus Drähten oder auch Blechen (Fig. 6b) und mit einer Füllung von reinem Stickstoff bei geringem Druck. Wird durch eine solche Röhre Strom hindurchgeschickt,

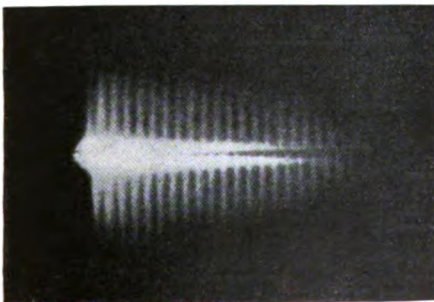


Fig. 9.

so ist die Länge, bis zu welcher die negative Elektrode von dem Glimmlicht bedeckt wird, annähernd proportional der Stärke des durchgehenden Stromes. Wenn man die Röhre also unter Zwischenschaltung eines genügend hohen Wasserwiderstandes (R Fig. 7) an die Belegungen des Kondensators anschließt, so ist der durch dieselbe hindurchgehende Strom und damit auch die Länge des Glimmlichtes in jedem Momente annähernd

proportional der Spannung zwischen den Kondensatorsbelegungen. Photographiert man das Bild der Röhre in einem Spiegel, dessen Achse der Röhrenachse parallel ist (Fig. 8)*), so erhält man Bilder von der Form der Fig. 9 (H. Diesselhorst⁴). Der Abstand der hellen Striche gibt ein Maß für die Dauer einer Periode (vgl. a).

Da die Röhre verhältnismäßig viel Energie verbraucht und die Länge des negativen Glimmlichts nicht unter allen Umständen dem durch sie hindurchgehenden Strom proportional ist, so ist sie für Messungen weniger geeignet als für Demonstration.

c. Bequemere, aber indirekte Methoden zur Bestimmung der Frequenz werden später [71, 81] besprochen werden.

3. Berechnung der Frequenz (Thomson'sche Formel).

a. Aus der theoretischen Behandlung der Eigenschwingungen von Kondensatorkreisen hat Lord Kelvin (Sir William Thomson⁵)¹) für die Frequenz N bzw. die Kreisfrequenz ω die Beziehung abgeleitet:

$$N = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L C}} \quad [\text{Tab. I}]^{**})$$

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L C}} \quad ***)$$

Darin bezeichnet L den Selbstinduktionskoeffizienten der Strombahn und C die Kapazität des Kondensators. Entsprechend gilt für die Periode T der Schwingung.

$$T = \frac{1}{N} = 2\pi \sqrt{L C}.$$

*) Fig. 8 = Glimmlichtoszillograph der Firma H. Boas: rechts oben ein Kasten für die Röhre, rechts unten die Kassette für die photographische Platte, auf der durch den Hohlspiegel auf der Achse des Motors ein Bild entworfen wird.

**) Die Beziehung gilt für den praktisch allein in Betracht kommenden Fall, daß die Dämpfung nicht extrem groß ist (d. h. $b \ll 2\pi$). Die genauere Formel ist

$$N = \frac{1}{2\pi \sqrt{L C}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{b}{2\pi}\right)^2}}$$

(b = Dekrement der Schwingung [8]).

***) Für die Wellenlänge [19] gilt:

$$\begin{aligned} \lambda &= 2\pi c \sqrt{L C} = 6\pi \sqrt{\frac{L}{\text{C.G.S.}} \cdot \frac{C}{\text{C.G.S.}}} \cdot 10^{10} \text{ cm} \\ &= 6\pi \sqrt{10^{-7}} \sqrt{\frac{L}{\text{C.G.S.}} \cdot \frac{C}{\text{MF.}}} \text{ Meter} \\ &= 59,61 \cdot \sqrt{\frac{L}{\text{C.G.S.}} \cdot \frac{C}{\text{MF.}}} = \frac{2\pi}{100} \sqrt{\frac{L}{\text{C.G.S.}} \cdot \frac{C}{\text{cm}}} \text{ Meter (Tab. II)} \end{aligned}$$

Für einen Kondensatorkreis von bestimmter Frequenz ist also vorgegeben das Produkt von Kapazität und Selbstinduktion.

b. Soll die Formel die Frequenz pro Sekunde geben, so sind \mathfrak{L} und \mathfrak{C} in demselben absoluten Maßsystem auszudrücken. Allgemein in der Technik üblich ist bekanntlich das absolute magnetische Maßsystem, das sogenannte C.G.S.-System = Zentimeter-, Gramm-, Sekundensystem. Es ist im folgenden, wenn es nicht anders ausdrücklich angegeben ist, stets vorausgesetzt.

Die gebräuchliche praktische Einheit der Kapazität, das Mikrofarad (MF.), ist der 10^{15} . Teil der C.G.S.-Einheit*). Eine Leidener Flasche mittlerer Größe hat meist eine Kapazität, die einige Tausendtel MF. beträgt.

Die in der Elektrotechnik übliche praktische Einheit für den Selbstinduktionskoeffizienten, ein Henry, ist $= 10^9$ C.G.S.-Einheiten. In der drahtlosen Telegraphie ist es mindestens ebenso bequem, den Selbstinduktionskoeffizienten in C.G.S.-Einheiten, nicht in Henry auszudrücken, da die Selbstinduktionskoeffizienten der Strombahnen, die in der drahtlosen Telegraphie zur Verwendung kommen, im allgemeinen weit unter 1 Henry liegen.

4. Kondensatoren in Serien- und Parallelschaltung.

Unter „*resultierender Kapazität*“ mehrerer Kondensatoren soll im folgenden derjenige Wert der Kapazität verstanden werden, der, in die Thomsonsche Formel eingesetzt, die richtige Frequenz liefert.

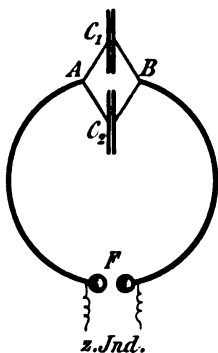


Fig. 10.

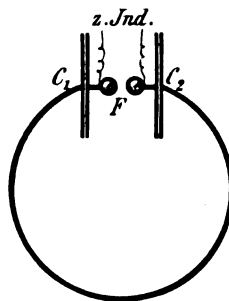


Fig. 11.

*) Daneben wird in der Technik in höchst unnötiger Weise für die Kapazität auch noch die Einheit des absoluten elektrischen Maßsystems, cm, verwendet. Wenn auch in diesem Buche solche Formeln angegeben sind, so geschah dies nur mit Rücksicht auf die Technik.

a. Wo es sich um große Kapazitäten handelt, ist es notwendig, mehrere Kondensatoren „parallel“ „nebeneinander“ (Fig. 10) zu schalten.

Bezeichnen \mathcal{C}_1 und \mathcal{C}_2 die Kapazitäten der beiden Kondensatoren von Fig. 10, so ist die resultierende Kapazität \mathcal{C} der parallel geschalteten Flaschen = der Summe ihrer Kapazitäten, d. h.

$$\mathcal{C} = \mathcal{C}_1 + \mathcal{C}_2.$$

Sind m gleiche Kondensatoren, jeder von der Kapazität \mathcal{C}_1 , parallel geschaltet, so ist die resultierende Kapazität $\mathcal{C} = m \cdot \mathcal{C}_1$.

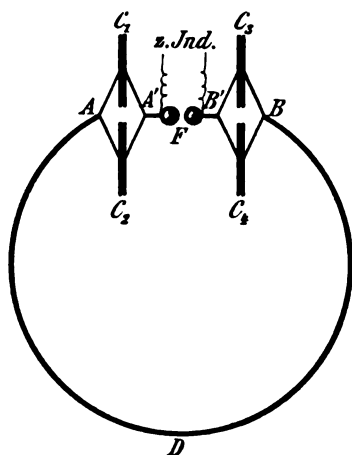


Fig. 12.

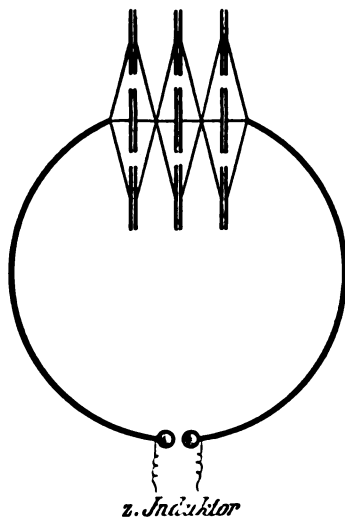


Fig. 13.

b. Für manche Zwecke ist es günstig, mehrere, z. B. 2, Kondensatoren in „Serie“, „hintereinander“, „in Reihe“ zu schalten (Fig. 11). In diesem Fall bestimmt sich die resultierende Kapazität \mathcal{C} aus

$$\frac{1}{\mathcal{C}} = \frac{1}{\mathcal{C}_1} + \frac{1}{\mathcal{C}_2},$$

bei zwei gleichen Kondensatoren, jeder von der Kapazität \mathcal{C}_1 ,

$$\mathcal{C} = \frac{1}{2} \mathcal{C}_1.$$

Ist die Kapazität \mathcal{C}_1 eines der Kondensatoren sehr viel größer als diejenige \mathcal{C}_2 des anderen, so wird annähernd die resultierende Kapazität

$$\mathcal{C} = \mathcal{C}_2,$$

d. h. sie und damit auch die Frequenz ist merklich durch die Kapazität des kleinen Kondensators bestimmt.

c. Praktisch wichtige Fälle stellen Fig. 12 und 13 dar: die Kom-

bination von Serien- und Parallelschaltung. Für die resultierende Kapazität gilt hier, wie aus dem vorhergehenden leicht abzuleiten ist,

$$\text{Fig. 12: } \frac{1}{\mathcal{C}} = \frac{1}{\mathcal{C}_1 + \mathcal{C}_2} + \frac{1}{\mathcal{C}_3 + \mathcal{C}_4},$$

bzw.

$$\text{Fig. 13: } \frac{1}{\mathcal{C}} = \frac{1}{\mathcal{C}_1 + \mathcal{C}_2 + \mathcal{C}_3} + \frac{1}{\mathcal{C}_4 + \mathcal{C}_5 + \mathcal{C}_6} + \frac{1}{\mathcal{C}_7 + \mathcal{C}_8 + \mathcal{C}_9}.$$

Wenn alle Kondensatoren gleiche Kapazität \mathcal{C}_1 besitzen, so wird

$$\mathcal{C} = \mathcal{C}_1;$$

die resultierende Kapazität der 4 bzw. 9 Kondensatoren ist gleich derjenigen eines einzigen in der einfachen Schaltung von Fig. 1.

d. Bezüglich der resultierenden Kapazität sind also die Schaltungen von Fig. 12, 13 und 2 bei gleicher Kapazität der einzelnen Kondensatoren nicht verschieden. Der Unterschied und damit einer der Vorteile der kombinierten Serien- und Parallelschaltung vor der einfachen Schaltung liegt in der geringeren Belastung der einzelnen Kondensatoren. Bei der einfachen Schaltung Fig. 2 ist die Spannung zwischen den Belegungen des Kondensators = der Spannung zwischen den Elektroden der Funkenstrecke, bei der Schaltung Fig. 12 beträgt sie für jeden Kondensator nur die Hälfte, bei derjenigen von Fig. 13 nur ein Drittel dieses Wertes.

5. Die praktische Bedeutung der Thomson'schen Formel.

Die Thomson'sche Formel bietet ein sehr einfaches Mittel für Überschlagsrechnungen, sei es, daß ein ungefährender Wert der Frequenz oder umgekehrt einer für eine bestimmte Frequenz nötigen Kapazität abgeleitet werden soll. In den meisten Fällen ist es aber nicht möglich, die Frequenz von Kondensatorkreisen, wie sie in der Praxis gebraucht werden, mit einer für die praktischen Zwecke genügenden Genauigkeit zu berechnen. Der Grund liegt nicht in einer Ungenauigkeit der Thomson'schen Formel, sondern bei Kondensatorkreisen ohne Funkenstrecke, für welche die Thomson'sche Ableitung überhaupt nur gilt, darin, daß der Wert der Kapazität und des Selbstinduktionskoeffizienten meist nicht genau bekannt ist, bei Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke außerdem noch in einer Beeinflussung der Frequenz durch den Funken.

a. Die Kapazität \mathcal{C} — ebenso wie der Selbstinduktionskoeffizient \mathcal{L} — in der Thomson'schen Formel ist diejenige Kapa-

zität, welche der Kondensator bei der betreffenden Schwingung, d. h. bei der Frequenz, die erst berechnet werden soll, besitzt.

Bei **L u f t k o n d e n s a t o r e n** ist diese Kapazität \mathcal{C} im Gebiet der drahtlosen Telegraphie nicht merklich verschieden von derjenigen Kapazität C , welche der Kondensator bei statischer Ladung besitzt. Diese kann durch Messung leicht mit genügender Genauigkeit ermittelt werden.

Bei den Kondensatoren dagegen, deren Belegungen durch einen festen oder flüssigen **I s o l a t o r** von einander getrennt sind, kann die Kapazität sehr stark von der Frequenz abhängen. Man bezeichnet das Verhältnis der Kapazität \mathcal{C} eines Kondensators bei Schwingungen zu derjenigen (C) bei statischer Ladung als „*Frequenzfaktor*“. Derselbe kann bei Glimmer und Micanit 0,7—0,8 betragen, auch bei manchen Glassorten unterscheidet er sich beträchtlich von 1, während er bei anderen Glassorten, z. B. manchen Arten von Flintglas, besonders auch bei manchen Ölen, z. B. Petroleum oder sehr gut getrocknetem Paraffinöl, nicht merklich von 1 verschieden ist⁶⁾.

b. Daß in die Thomsonsche Formel der Selbstinduktionskoeffizient für die betreffende Frequenz eingeht, ist schon bedenklich, da der Selbstinduktionskoeffizient z. B. von Spulen ziemlich verschieden von demjenigen für Gleichstrom sein kann [35].

Schwierigkeit verursacht aber auch noch der Umstand, daß \mathcal{L} den Selbstinduktionskoeffizienten der **g a n z e n S t r o m b a h n** bedeutet. Nun verläuft die Strömung z. B. in dem Falle von Fig. 10 nicht nur in der Strombahn **A F B**, sondern zum Teil auch in den Kondensatorbelegungen und besonders in den Zuleitungen (AC_1, BC_1, AC_2, BC_2) zu denselben. Wo in die Strombahn Spulen mit mehreren Windungen eingeschaltet sind, ist das unbedenklich. Denn der Beitrag, den die Spulen zum Selbstinduktionskoeffizienten liefern, überwiegt denjenigen der Zuleitungen so sehr, daß man keine große Ungenauigkeit begeht, wenn man nur den ersteren in Betracht zieht. Allein in manchen Fällen will man den Selbstinduktionskoeffizienten \mathcal{L} und damit auch denjenigen von **A F B** (Fig. 10) möglichst klein machen. Dann kann, insbesondere wenn eine große Anzahl von Kondensatoren verwendet wird, der gesamte Selbstinduktionskoeffizient vielmal größer sein, als der aus den Dimensionen der Strombahn **A F B** berechnete.

c. Bei Kondensatorkreisen mit **F u n k e n s t r e c k e** kann die Frequenz erheblich (bis ca. 10 %) abweichen von derjenigen, welche

die **Thomson**sche Formel gibt (**M. Wien**, **H. Riegger**⁷⁾. Indes wird diese Abweichung nur groß, wenn die Elektroden (**F₁ F₂** **Fig. 2**) der Funkenstrecke aus Kupfer oder Silber bestehen und wenn gleichzeitig die Funkenlänge sehr klein ist (z. B. ≤ 2 mm); die Abweichung wird um so größer, je kleiner die Funkenstrecke und je kleiner unter sonst gleichen Umständen der Kondensator ist.

Verwendet man für die Funkenstrecke Zinn, Zink, Kadmium und besonders Magnesium, und übersteigt die Länge der Funkenstrecke 4—5 mm, so kann die Frequenz mit einer Genauigkeit von Bruchteilen eines Prozentes auch für Kondensatorkreise mit Funkenstrecke aus der **Thomson**schen Formel berechnet werden, vorausgesetzt nur, daß \mathfrak{L} und \mathfrak{C} genau bekannt sind⁸⁾.

§ 2. Die Dämpfung.

6. Der Energieumsatz bei den Schwingungen.

a. Solange der Strom **J** die Richtung des Pfeils von **Fig. 2** hat, strömt positive Elektrizität aus der Kondensatorbelegung **A** weg, die positive Ladung $+e$ dieser Belegung ist also im Abnehmen begriffen. Sie nimmt zu, solange der Strom die entgegengesetzte Richtung hat.

Was für die Ladung e gilt, gilt ebenso für die Spannung \mathscr{U} zwischen den Kondensatorbelegungen; beide sind bekanntlich durch die Beziehung verknüpft

$$e = \mathfrak{C} \mathscr{U}.$$

Konstruiert man sich also Kurven für \mathscr{U} und **J**, indem man die Abszissen der Zeit, die Ordinaten der Spannung \mathscr{U} , bzw. dem Strom **J** proportional macht, so müssen die beiden Kurven zueinander in einem Verhältnis stehen, wie es in **Fig. 14** dargestellt ist: die Spannung und der Strom sind um nahezu 90° in der Phase gegeneinander verschoben.

b. Nun gilt bekanntlich für die Energie W_e des elektrischen Felds in einem geladenen Kondensator von der Kapazität \mathfrak{C}

$$W_e = \frac{1}{2} \mathfrak{C} \mathscr{U}^2.$$

Ebenso ist die Energie W_m des magnetischen Felds eines Stromkreises vom Selbstinduktionskoeffizienten \mathfrak{L} ⁹⁾

$$W_m = \frac{1}{2} \mathfrak{L} J^2.$$

Und die Gesamtenergie **W**, die das ganze Feld des Kondensatorkreises in irgendeinem Moment besitzt, ist gleich der Summe der Energie-

mengen, welche im elektrischen und im magnetischen Feld enthalten sind, d. h.

$$W = W_e + W_m.$$

c. In Fig. 15 ist die elektrische Energie W_e (gestrichelte Linie) und die magnetische Energie W_m (dünne ausgezogene Linie), ebenso

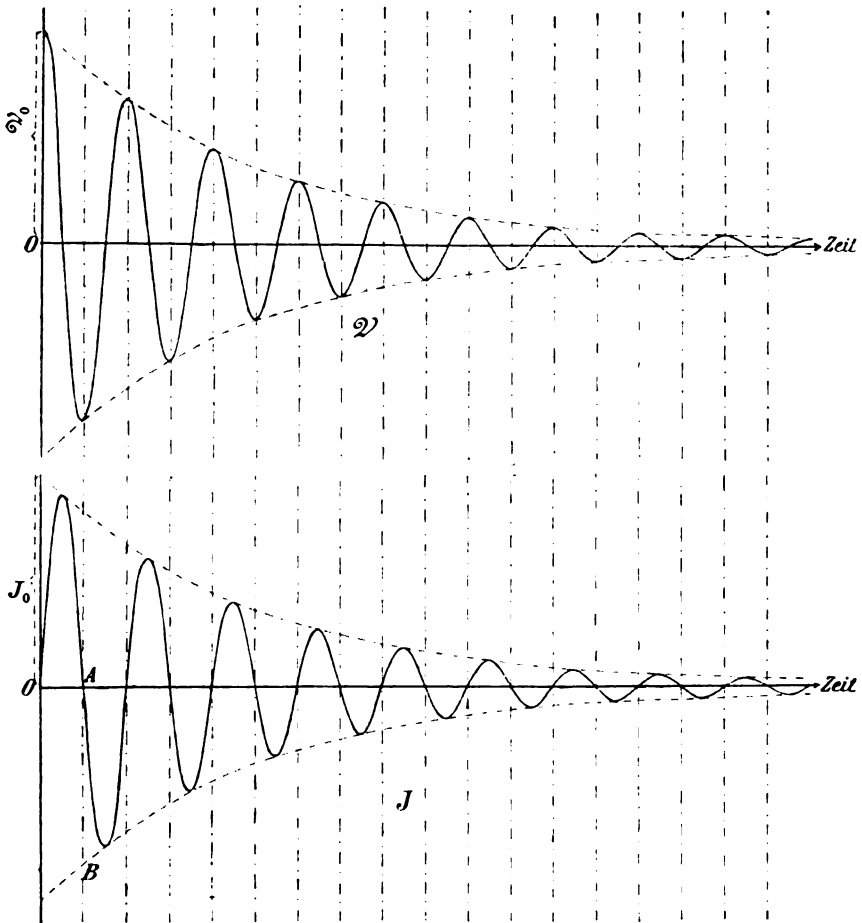


Fig. 14.

die Summe von beiden Energien, die Gesamtenergie W (stark ausgezogene Linie) eingetragen*).

*) Die auch in Fig. 15 eingetragene Stromkurve J soll nur den Vergleich mit Fig. 14 erleichtern.

Im Anfang der Schwingung, solange ein merklicher Strom noch nicht vorhanden ist, ist

$$W = W_e,$$

die gesamte Energie des Kondensatorkreises besteht in der elektrischen Energie des geladenen Kondensators.

Nach einer Viertelperiode ist die Spannung Null (Fig. 14), der Strom gerade im Maximum. Jetzt ist

$$W = W_m,$$

die gesamte Energie des Kondensatorkreises = der Energie seines magnetischen Feldes.

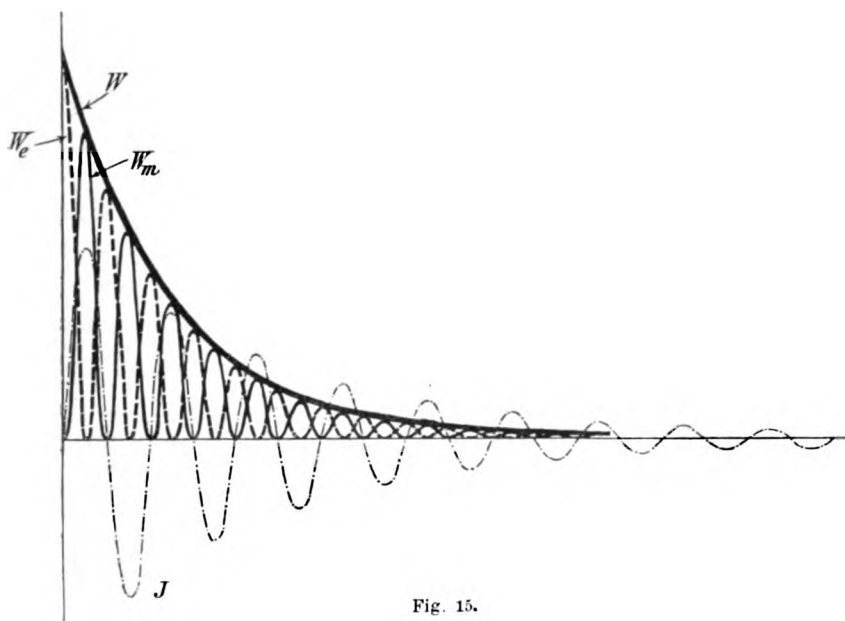


Fig. 15.

Nach einer weiteren Viertelperiode ist wieder der Strom Null und deshalb

$$W = W_e \text{ usw.}$$

Es handelt sich also bei den Schwingungen um eine Umsetzung zwischen der Energie des elektrischen Felds im Kondensator und der Energie des magnetischen Felds, das vom Strom hervorgerufen wird.

7. Die verschiedenen Dämpfungsursachen.

a. Würde bei dieser Umsetzung keine Energie verbraucht werden, so würde die Gesamtenergie W und wegen der Beziehungen in 6 b auch

die Strom- und Spannungsamplitude dieselbe bleiben. Jeder Energieverbrauch aber muß zu einer Abnahme der Gesamtenergie und damit auch zu einer Abnahme der Amplitude, zu einer Dämpfung der Schwingungen führen. Die Frage nach den verschiedenen Dämpfungsursachen ist also identisch mit der Frage nach den verschiedenen Energieverlusten.

b. Man kann den Energieverbrauch bei der Schwingung von Kondensatorkreisen trennen in folgende Teile: Energieverlust

1. durch Wärmeentwicklung in der metallischen Strombahn (Joule'sche Wärme),
2. in der Funkenstrecke,
3. im Isolationsmaterial der Kondensatoren*),
4. durch „Sprühen“ der Kondensatoren,
5. durch Wirbelströme, welche das magnetische Wechselfeld des Stromes induziert**).

8. Kondensatorkreis ohne Funkenstrecke. Dämpfung durch Joule'sche Wärme.

a. Die Wärmemenge, welche ein Gleichstrom J in einem Draht vom Widerstand R während der Zeit t entwickelt, ist bekanntlich

$$= R J^2 t.$$

Ein Wechselstrom erzeugt entsprechend in einem Draht vom „wirksamen“ Widerstand \Re [36] während einer Periode T eine Wärmemenge

$$= \Re \bar{J}^2 T,$$

wenn \bar{J}^2 den Mittelwert von J^2 während der betreffenden Periode bedeutet ***). Bei ungedämpften Schwingungen gilt bekanntlich die Beziehung

$$\bar{J}^2 = \frac{1}{2} J_0^2,$$

eine Beziehung, die bei gedämpften Schwingungen, soweit sie für die drahtlose Telegraphie in Betracht kommen, wenigstens noch annähernd bestehen bleibt. Es ist also auch hier die Wärmeentwicklung während einer Periode annähernd

$$= \frac{1}{2} \Re J_0^2 T^{***}),$$

*) Und eventuell auch der Spulen [37c].

**) Der Energieverlust durch Strahlung ist unmerklich klein [25e].

***) Die Wärmeentwicklung während einer Sekunde ist $= \Re J_{\text{eff}}^2$, wenn J_{eff} den Mittelwert von J bezeichnet [44].

wenn J_0 den Wert der Stromamplitude während der betreffenden Periode bedeutet.

Bedenkt man, daß die im Kondensatorkreis während einer ganzen Periode umgesetzte Energie

$$= 2 \times \frac{1}{2} \mathfrak{L} J_0^2 = \mathfrak{L} J_0^2$$

ist [6 b u. c], so kann man dies so deuten, daß die durch Joulesche Wärme verbrauchte Energie der bei den Schwingungen im Kondensatorkreis umgesetzten proportional ist.

b. Wenn der Energieverbrauch durch Joulesche Wärme der einzige im Kondensatorkreis ist, so ist, wie die Theorie zeigt, die Kurve, welche

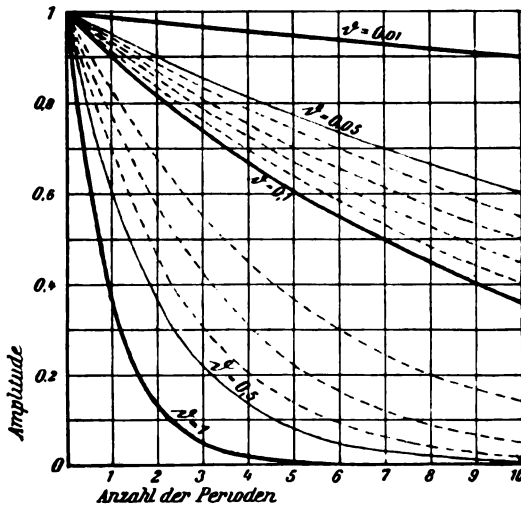


Fig. 16.

die zeitliche Abnahme der Amplitude darstellt — die „Amplitudenkurve“ — eine Exponentialkurve. Die charakteristische Eigenschaft derselben ist die, daß das Verhältnis der Amplitude \mathfrak{A}_1 am Anfang einer Periode zur Amplitude \mathfrak{A}_2 am Ende derselben Periode während der ganzen Schwingung dasselbe, d. h. daß

$$\frac{\mathfrak{A}_1}{\mathfrak{A}_2} = \text{const.} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

ist.

Je größer dieses Verhältnis ist, um so größer ist die prozentische Abnahme der Amplitude während einer Periode. Die Größe dieses Verhältnisses gibt demnach ein Maß für die Größe der Dämpfung.

Statt dieses Verhältnis selbst als Maß zu benutzen, ist es üblich, den natürlichen Logarithmus dieses Verhältnisses

$$b = \log \text{ nat. } \frac{\mathfrak{A}_1}{\mathfrak{A}_2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

zu verwenden und ihn als „*logarithmisches Dekrement*“ oder einfach „*Dekrement*“, im vorliegenden Fall, wo Joulesche Wärme die Ursache der Dämpfung ist, als „*Joulesches Dekrement*“ b_j zu bezeichnen.

c. Die Beziehung, welche die Größe der Amplitude \mathfrak{A} zu einer beliebigen Zeit t angibt, ist

$$\mathfrak{A} = \mathfrak{A}_0 e^{-\frac{b}{T} t} = \mathfrak{A}_0 e^{-N b \cdot t}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

wenn e die Basis der natürlichen Logarithmen und \mathfrak{A}_0 der Wert ist, den die Amplitude am Anfang ($t = 0$) der Schwingung besitzt*). Er wird als „*Anfangsamplitude*“ oder, wo Verwechslungen ausgeschlossen sind, als „*Amplitude*“ der Schwingung schlechthin bezeichnet.

In Fig. 16 ist die Abnahme der Amplitude für verschiedene Werte des Dekrements dargestellt, in Tab. IV sind Schwingungskurven für verschiedene Dekremente gezeichnet.

d. Nach dem in a Ausgeführten muß die Größe des Jouleschen Dekrements bestimmt sein durch das Verhältnis der während einer Periode verbrauchten zu der während derselben Periode im Kondensatorkreis umgesetzten Energie. In der Tat ist das Dekrement gleich diesem Verhältnis: es ist

$$b_j = \frac{\frac{1}{2} \mathfrak{R} J_0^2 T}{\mathfrak{Q} J_0^2} = \frac{\mathfrak{R}}{2 \mathfrak{Q}} \cdot T = \frac{\mathfrak{R}}{2 N \mathfrak{Q}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

oder nach 3 a

$$b_j = \pi \mathfrak{R} \sqrt{\frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{Q}}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

oder nach S. 6, Fußnote

$$b_j = 2 \pi^2 c \frac{\mathfrak{R} \mathfrak{C}^{**})}{\lambda}$$

9. Kondensatorkreis mit Funkenstrecke. Allgemeines über Funkendämpfung.

a. Die Kurven A_1 , A_2 von Fig. 17 sind mit der Braunschen Röhre ermittelte Amplitudenkurven von Kondensatorkreisen mit.

*) In Fig. 14 bei der oberen Kurve \mathfrak{A}_0 , bei der unteren J_0 .

**) $= 600 \pi^2 \frac{\mathfrak{R}_{\text{Ohm}} \mathfrak{C}_{\text{MF}}}{\lambda_{\text{meter}}} = 5920 \cdot \frac{\mathfrak{R}_{\text{Ohm}} \mathfrak{C}_{\text{MF}}}{\lambda_{\text{meter}}}$ oder annähernd $= \frac{2}{300} \cdot \frac{\mathfrak{R}_{\text{Ohm}} \cdot \mathfrak{C}_{\text{cm}}}{\lambda_{\text{meter}}}$

Funkenstrecke (J. Zenneck¹⁰) und zwar bezieht sich A_1 auf einen Kondensatorkreis mit sehr kleinem, A_2 auf einen solchen mit größerem Ohmischem Widerstand. Vergleicht man sie mit den Kurven von Fig. 16, so sieht man unmittelbar, daß hier die Amplitude nicht in derselben Weise abnimmt, wie bei Kondensatorkreisen, bei denen die Dämpfung allein durch J o u l e s c h e Wärme bedingt ist.

Die Amplitudenkurve ist keine Exponentialkurve, sondern nähert sich unter den Bedingungen, unter denen diese Kurven aufgenommen wurden, um so mehr einer G e r a d e n, je mehr der Energieverbrauch im Funken denjenigen durch J o u l e s c h e Wärme überwiegt¹⁰).

Das ist annähernd der Fall, wenn die Elektroden der Funkenstrecke aus Kupfer, Messing, Aluminium oder Silber¹¹) bestehen, während bei Elektroden aus Magnesium die Amplitudenkurve sich einer Exponentialkurve zu nähern scheint. (D. R o s c h a n s k y²).

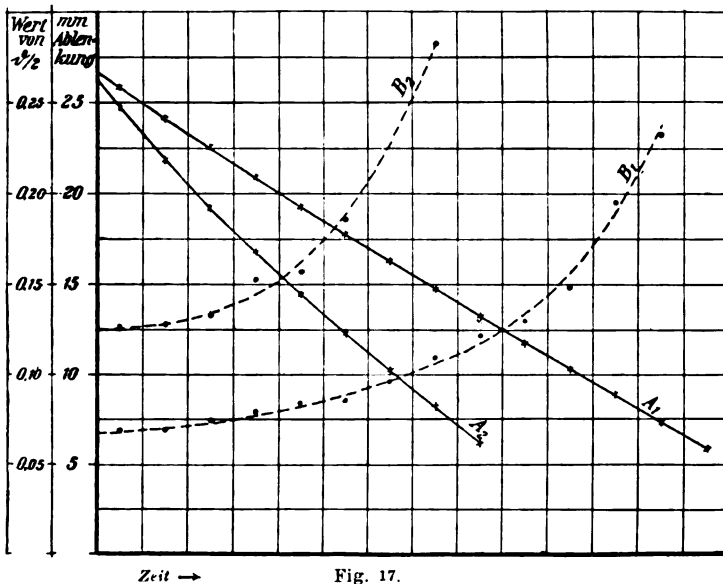


Fig. 17.

Wenn die Amplitudenkurve eine Gerade ist, so besteht für die Amplitude \mathcal{A} zu einer beliebigen Zeit t die Beziehung

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_0 \left(1 - \frac{\alpha}{T} t \right)$$

worin \mathcal{A}_0 die Anfangsamplitude zur Zeit, α das „lineare Dekrement“ bedeutet, welches den Abfall der Amplitude in ähnlicher Weise bestimmt, wie das logarithmische Dekrement δ im Falle der Exponentialkurve.

b. Wenn die Amplitudenkurve sich von einer Exponentialkurve unterscheidet, so ist der Grund dafür der, daß für den Energieverbrauch im Funken nicht die Beziehungen gelten wie für den Energieverbrauch durch Ohmschen Widerstand, sondern ähnliche wie für den Lichtbogen. (A. Heydweiller¹²). Hier steht der Energieverbrauch A_f pro Sekunde zum Strom in der Beziehung

$$A_f = aJ + b \quad (1)$$

(a und b Konstante der Funkenstrecke [Tab. V.]) oder für einigermaßen beträchtliche Stromstärken in der Beziehung

$$A_f = aJ \quad (2)$$

Da anderseits

$$A_f = J\mathscr{U}_f$$

ist, wenn \mathscr{U}_f die Spannung zwischen den Polen der Funkenstrecke bezeichnet, so würde die Beziehung Gl. (2) gleichbedeutend damit sein, daß die Spannung zwischen den Polen der Funkenstrecke während des Ablaufs der Schwingung annähernd konstant ist, d. h. daß

$$\mathscr{U}_f = a \quad (3)$$

ist*).

c. Die Folge dieses Abfalls der Amplitude ist, daß das Verhältnis der Amplitude \mathscr{A}_1 am Anfang einer Periode zu derjenigen \mathscr{A}_2 am Ende derselben Periode und also [8 b] auch das Dekrement nicht mehr für alle Perioden konstant ist**). Es steigt vielmehr, wie die Kurven B_1 bzw. B_2 (Fig. 17) zeigen, welche das Dekrement für die verschiedenen Perioden der Kurven A_1 bzw. A_2 darstellen, während des Ablaufs der Schwingung allmählich an. Ein bestimmtes, für den ganzen Verlauf der Schwingung charakteristisches Dekrement existiert also nicht.

Ebensowenig kann dem Funken ein bestimmter Widerstand zugesprochen werden in denjenigen Fällen, in denen der Energieverbrauch gar nicht $\propto J^2$ ist. Wenn man trotzdem mit Rücksicht auf die praktischen Bedürfnisse von einem dem Funken äquivalenten Widerstand

*) Das gilt allerdings nicht für den Verlauf der Funkenspannung während einer Halbperiode, es gilt aber annähernd, wenn man unter \mathscr{U}_f den Mittelwert der Funkenspannung während einer Halbperiode versteht. Genau ist auch dieser Mittelwert während des Ablaufs der Schwingung nicht konstant, sondern er nimmt bei Kupfer- und Silberfunkenstrecken von Periode zu Periode etwas zu, bei Magnesiumfunkenstrecken etwas ab (D. Roschanský²).

**) Für den Grenzfall, wo der Energieverbrauch im Funken das Ausschlaggebende und die Amplitudenkurve eine Gerade ist, ist nicht das Verhältnis $\mathscr{A}_1/\mathscr{A}_2$, sondern die Differenz $\mathscr{A}_1 - \mathscr{A}_2$ für alle Perioden konstant.

oder einfach von einem „*Funkenwiderstand*“ R_f spricht, so ist damit gemeint derjenige Widerstand, der an die Stelle des Funkens eingeschaltet — bei ungeändertem Verlauf der Amplitudenkurve — während der ganzen Schwingung dieselbe Energie verbrauchen würde, wie sie im Funken tatsächlich verzehrt wird*).

Wenn die Beziehung $\varrho_f = a$ gültig ist, ergibt sich der Funkenwiderstand

$$R_f = \frac{6a}{\pi J_0} \quad (J_0 = \text{Anfangsamplitude})$$

für den Fall, daß der Energieverbrauch im Funken über denjenigen durch Joulesche Wärme überwiegt und die Amplitudenkurve eine Gerade ist. Für den anderen Grenzfall, daß der Energieverbrauch im Widerstand der Strombahn viel größer ist, als derjenige im Funken und demnach die Amplitudenkurve jedenfalls annähernd eine Exponentialkurve ist, wird

$$R_f = \frac{8a}{\pi J_0}.$$

H. B a r k h a u s e n¹²⁾.

Ein während der ganzen Schwingung konstanter Widerstand R_f würde [8d] ein Dekrement

$$d_f = \pi R_f \sqrt{\frac{C}{L}} \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad (4)$$

das sogenannte „*Funkendekrement*“ zur Folge haben, so daß also das Gesamtdekrement eines Kondensatorkreises mit Funkenstrecke

$$d = d_j + d_f$$

sein würde. Da dieses Dekrement für den ganzen Ablauf der Schwingungen konstant sein würde, so charakterisiert es die Abnahme der Amplitude von Periode zu Periode nicht richtig. Es ist ein gewisser Mittelwert des wirklichen von Periode zu Periode zunehmenden Dekrementes. Zur Entschuldigung dafür, daß man mit einem solchen Mittelwert operiert, kann man anführen, daß es sich dabei um ein praktisches Bedürfnis handelt. Der zeitliche Abfall der Amplitude ist bei Kondensatorkreisen ohne Funkenstrecke vollkommen bestimmt durch eine einzige Größe, das Dekrement. Es ist für qualitative Überlegungen sehr bequem, ihn auch bei Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke in derselben Weise zu charakterisieren.

d. Abgesehen davon, daß durch den Funken die Amplitudenkurve eine andere Form erhält, als in einem Kondensatorkreis ohne Funken-

*) d. h. $R_f \cdot J_{em}^2$ [44] ist die Energie, die tatsächlich während einer Sekunde im Mittel durch den Funken verzehrt wird¹³⁾. — Über die der Resonanzmethode zugrunde liegende Definition vgl. 11 d.

strecke, kann, wie es scheint, bei einem Kondensatorkreis mit Funkenstrecke die Schwingung aussetzen („abreißen“), wenn einmal die Amplitude auf einen mehr oder weniger kleinen Bruchteil des Anfangswertes herabgesunken ist.

10. Methoden zur Bestimmung der Funkendämpfung.

Zur Messung des Funkendekrements bzw. des Funkenwiderstands sind hauptsächlich zwei Methoden verwendet worden.

a. Bei der ersten Methode, der sogenannten *Resonanzmethode*, wird das Gesamtdекреment gemessen mit einem Verfahren, das später [74 ff.] ausführlich besprochen werden soll. Man bestimmt das Gesamtdекреment des Kondensatorkreises einmal mit Funkenstrecke und dann

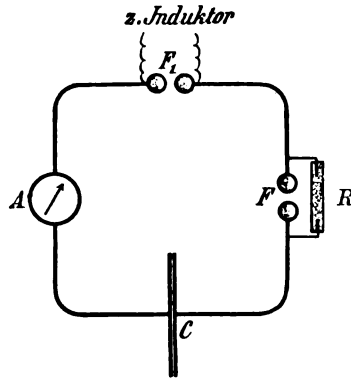


Fig. 18.

unter sonst gleichen Umständen ohne Funkenstrecke [78 c]: die Differenz der beiden Werte liefert dann das Funkendekrement b_f bzw. [nach 9 Gl. 4] den Funkenwiderstand R_f .

b. Bei der zweiten Methode¹⁴⁾, welche die Anordnung von Fig. 18 benutzt, wird der Funkenwiderstand durch *Substitution* bestimmt. Die Funkenstrecke, deren Widerstand gemessen werden soll, ist F (Fig. 18); A bedeutet ein Hitzdrahtinstrument, R hat einen sehr hohen Ohmschen oder induktiven Widerstand, der eine Ladung des Kondensators C trotz der Funkenstrecke F ermöglicht, bei genügender Größe aber die Schwingungen des Kondensatorkreises, die durch die Funkenstrecke F hindurch stattfinden, nicht merklich beeinflusst. Man liest den Ausschlag des Hitzdrahtinstruments A ab, wenn die Funkenstrecke F sich im Kreise befindet. Dann setzt man an Stelle von F einen variablen induktionslosen Widerstand und schaltet von demselben so lange zu,

bis das Hitzdrahtinstrument denselben Ausschlag zeigt, wie vorher. Ist dies der Fall, so wird angenommen [vgl. 11 e 2], daß der gesuchte Funkenwiderstand gleich dem eingeschalteten Widerstand ist, vorausgesetzt, daß in beiden Fällen Selbstinduktionskoeffizient des Kondensatorkreises, Entladungszahl und Funkenstrecke F_1 konstant gehalten wurde.

11. Größe der Funkendämpfung¹⁵⁾.

a. Abhängigkeit von der Stromamplitude.

Der Funkenwiderstand ist unter sonst gleichen Umständen, insbesondere bei gleicher Funkenlänge um so kleiner, je größer die Stromamplitude ist. Innerhalb der für die drahtlose Telegraphie in Betracht kommenden Grenzen steht der Funkenwiderstand R_f zu der Stromamplitude J_0 ungefähr in der Beziehung

$$R_f \approx \frac{1}{J_0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Es möge eine einzige Funkenstrecke sich im Kreise befinden. Dann ist bei konstanter Funkenlänge auch die Spannungsamplitude konstant. Ändert man dann die Stromamplitude dadurch, daß man den Selbstinduktionskoeffizienten \mathfrak{L} der Strombahn variiert, so folgt aus Gl. (1), daß ungefähr

$$R_f \approx \sqrt{\mathfrak{L}}^{16)}$$

ist. Erfolgt umgekehrt die Änderung der Stromamplitude dadurch, daß bei konstantem Selbstinduktionskoeffizienten die Kapazität variiert wird, so ergibt Gl. (1)

$$R_f \approx \frac{1}{\sqrt{\mathfrak{C}}}^{16)}.$$

Im ersten Fall nimmt der Funkenwiderstand mit zunehmendem Selbstinduktionskoeffizienten zu, im zweiten Fall mit zunehmender Kapazität ab.

Das F u n k e n d e k r e m e n t ist in dem Gebiet, in welchem Gl. (1) richtig ist, annähernd unabhängig von der Kapazität und dem Selbstinduktionskoeffizienten des Kreises, also nur durch die F u n k e n s t r e c k e bestimmt.

b. Von dem W i d e r s t a n d der S t r o m b a h n ist der Funkenwiderstand, bzw. das Funkendekrement nicht unabhängig: der Funkenwiderstand und damit auch das Funkendekrement wächst, wenn der sonstige Widerstand im Kreise vermehrt wird.

c. Für den Einfluß, den die Funkenstrecke auf den Funkenwiderstand ausübt, ist maßgebend:

1. das Material der Funkenstrecke,
2. die Form derselben, falls die Elektroden der Funkenstrecke Kugeln sind, der Radius derselben,
3. das Gas, in welchem der Funke übergeht,
4. die Länge des Funkens.

Bezüglich des Materials der Elektroden ist unter anderem festgestellt, daß Kugeln aus Kupfer und Silber besonders großen, aus Magnesium, Zinn, Zink besonders kleinen Funkenwiderstand liefern; zwischen beiden Gruppen steht Aluminium.

Der Radius der Funkenkugeln übt besonders bei großen Funkenlängen einen erheblichen Einfluß auf das Funkendekrement aus: es ist für dieselbe Funkenlänge erheblich kleiner bei großen Kugelradien als bei kleinen. Bei plattenförmigen Elektroden [42 a] scheint es sich von dem Werte bei größeren kugelförmigen Elektroden nicht viel zu unterscheiden.

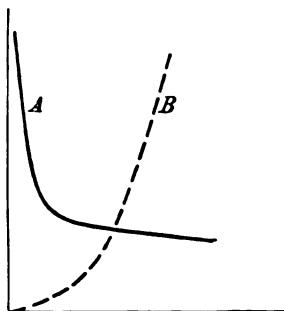


Fig. 19.

Von den Gasen, in denen der Funke sich befindet, gibt Wasserstoff ein besonders großes Funkendekrement, kleiner ist dasselbe bei Leuchtgas, Kohlensäure, Luft, Sauerstoff, besonders klein scheint es in Schwefeldioxyd zu sein.

Die Resultate bezüglich des Einflusses, den der Radius der Funkenkugeln und das Gas ausübt, lassen sich unter den gemeinsamen Gesichtspunkt bringen, daß bei demselben Material der Elektroden an der Funkenstrecke das Funkendekrement für gleiche Funkenlänge um so größer wird, je kleiner die Entladungsspannung ist, welche der Länge der Funkenstrecke entspricht, bzw. daß bei derselben Entladungsspannung das Funkendekrement um so kleiner ausfällt, je kürzer die dazugehörige Funkenstrecke ist.

d. Für die Abhängigkeit des Funkendekrements von der Funkenlänge liefert die Substitutionsmethode [10 b] Resultate, wie sie die Kurve B*) von Fig. 19 darstellt, wenn man die Länge der Funkenstrecke F Fig. 18 variiert, ohne im übrigen etwas am Kondensatorkreis zu ändern: man erhält eine anfangs langsame, dann ziemlich starke Zunahme des Funkenwiderstands mit wachsender Funkenlänge. Ändert man dagegen die Länge einer allein im Kreis vorhandenen Funkenstrecke und bestimmt man nach der Resonanzmethode [10 a] das Funken-

*) Abszissen \propto der Funkenlänge, Ordinaten \propto dem Funkenwiderstand.

dekrement und daraus den Funkenwiderstand, so erhält man Resultate, wie sie die Kurve A*) von Fig. 19 wiedergibt: mit zunehmender Funkenlänge nimmt das Funkendekrement zuerst rasch, von einer gewissen Funkenlänge (ca. 6 mm) an nur sehr langsam ab. Die Werte des Funkendekrements, die M. Wien¹⁷⁾ an kugelförmigen Zinkelektroden gemessen hat, sind in Fig. 20*) zusammengestellt.

Der Grund für die Verschiedenheit der Resultate ist der folgende. Ist die Funkenstrecke allein im Kreise, so bestimmt ihre Länge zugleich die Spannungs-

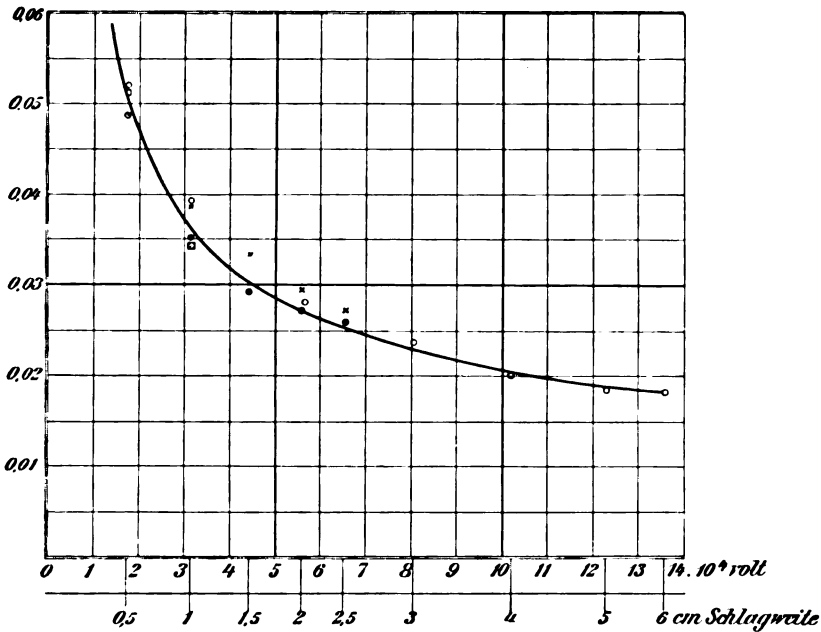


Fig. 20.

und Stromamplitude. Variiert man also die Funkenlänge, so ändert man auch gleichzeitig die Stromamplitude: man bestimmt den Funkenwiderstand bei verschiedener Funkenlänge und verschiedener Stromamplitude. Die Verlängerung der Funkenstrecke allein würde eine Zunahme, die Zunahme der

*) Es beziehen sich die eingezeichneten Werte auf folgende Kondensatorkreise:

	Radius der Funken-Elektroden	C	Q
Kreise	220 mm	$4,25 \cdot 10^{-4}$ MF	40 900 C.G.S
Kreuze	50 „	$4,25 \cdot 10^{-4}$ „	40 900 „
Punkte	50 „	$6,3 \cdot 10^{-4}$ „	40 500 „
Kreise mit Punkten .	50 „	$5,8 \cdot 10^{-3}$ „	40 500 „
Quadrate	50 „	$5,8 \cdot 10^{-3}$ „	7 300 „

Stromamplitude allein eine Abnahme des Funkenwiderstands ergeben. Bei dem Zusammenwirken beider Faktoren überwiegt bei kleinen Funkenlängen die Wirkung der Stromamplitude; sie wird bei größeren Funkenlängen zum Teil kompensiert durch den Einfluß der vergrößerten Funkenlänge.

Bei der Anordnung der Substitutionsmethode (Fig. 18) ist die Spannungs- und Stromamplitude bestimmt durch die Länge der Funkenstrecke F_1 , also jedenfalls annähernd unabhängig von der Funkenstrecke F , deren Widerstand bestimmt

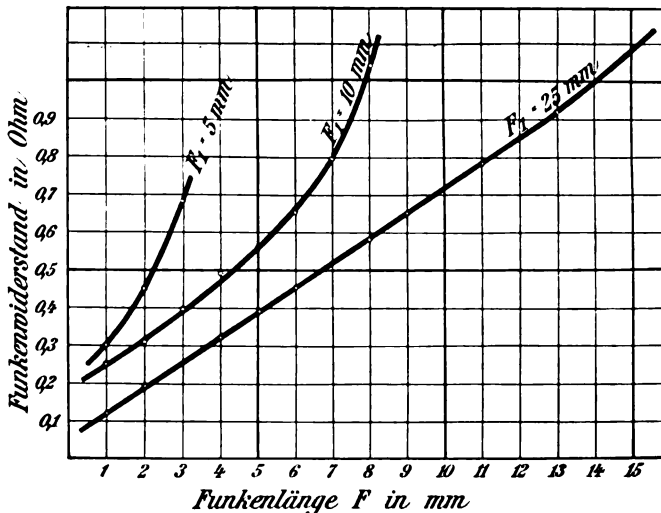


Fig. 21.

werden soll. Wird hier die Länge von F variiert, so bleibt die Stromamplitude in erster Annäherung ungeändert. Man bestimmt also die Abhängigkeit des Funkenwiderstandes von der Funkenlänge bei konstanter Stromamplitude.

Dazu kommt noch ein prinzipieller Unterschied. Bei der Substitutionsmethode bestimmt man den Widerstand, der an Stelle des Funkens gesetzt, denselben Stromeffekt [43 a] liefert. Die Resonanzmethode gibt den Widerstand, der dieselbe Resonanzschärfe [64 c] in einem lose gekoppelten Sekundärsystem liefern würde, wenn man denselben an Stelle des Funkens setzte. Beides braucht nicht identisch zu sein.

e. Aus a und b ergibt sich folgendes für die Resultate der Substitutionsmethode.

1. Die Größe des Funkenwiderstands von F (Fig. 18) ist nicht nur bestimmt durch die Dimensionen dieser Funkenstrecke, durch die Kapazität und den Selbstinduktionskoeffizienten des Kondensatorkreises, sondern auch noch durch die Länge der Funkenstrecke F_1 (Fig. 18), da von dieser die Stromamplitude abhängt. Wie groß dieser Einfluß der Funkenstrecke F_1 ist, geht aus Fig. 21 hervor, in welcher der Widerstand von F für verschiedene Funkenlängen von F_1 dargestellt ist¹⁸⁾. Eine Angabe über den Funkenwiderstand von F ohne gleichzeitige Angabe der Dimensionen von F_1 ist also ebenso zwecklos wie die Angabe des Widerstands einer Metallfadenlampe ohne gleichzeitige Mitteilung der Spannung oder des Stroms, bei welcher der Widerstand bestimmt wurde.

2. Aus den Resultaten der Substitutionsmethode dürfen keine Schlüsse gezogen werden für den Fall, daß sich nur eine einzige Funkenstrecke im Kondensatorkreis befindet. Einmal wird der Widerstand der Funkenstrecke F (Fig. 18) erheblich dadurch beeinflußt, daß sich außer ihr noch ein zweiter größerer Widerstand, derjenige der Funkenstrecke F_1 , im Kreise befindet. Und dann ist es für den Verlauf der Amplitudenkurve und für die Verhältnisse in der Funkenstrecke F_1 sicher nicht gleichgültig, ob die Funkenstrecke F oder statt dieser ein Ohmscher Widerstand eingeschaltet ist. Aus der Gleichheit des Stromeffektes in beiden Fällen würde also noch nicht folgen, daß der Energieverbrauch an der Stelle F in beiden Fällen derselbe war¹⁹⁾.

12. Mehrfach- oder Serien-Funkenstrecken.

Befinden sich in einem Kondensatorkreis mehrere hintereinandergeschaltete Funkenstrecken, so interessiert hauptsächlich die Frage: Ist das Dekrement bei mehreren in Serie geschalteten Funkenstrecken größer oder kleiner als das Dekrement, welches man bei derselben Anfangsspannung erhält, wenn man nur eine einzige Funkenstrecke verwendet? Versuche²⁰⁾, welche diese Frage entscheiden sollten, haben gezeigt, daß bis zu Spannungsamplituden von ca. 80 000 Volt und bis herab zu Kapazitäten von $0,6 \cdot 10^{-3}$ M.F. die Serienfunkenstrecke ein größeres Dekrement liefert als die einfache.

13. Energieverluste im Isolationsmaterial der Kondensatoren²¹⁾.

Das elektrische Wechselfeld, das bei den Schwingungen im Isolationsmaterial (Dielektrikum) zwischen den Belegungen der Kondensatoren entsteht, ist bei fast allen Isolatoren mit einem Energieverlust verbunden. Es ist dies eine Folge der sogenannten „*dielektrischen Hysteresis*“, die das elektrische Analogon der magnetischen Hysteresis ist.

a. Bei vielen Materialien lassen sich die bis jetzt vorliegenden Beobachtungen so deuten, daß unabhängig von der Frequenz der Schwingung die Energie, die im Kondensator pro Periode verbraucht wird, der im Kondensator während derselben Periode vorhandenen Energie proportional ist. Infolge davon wird die Vermehrung b_h , welche das Gesamtdokrement der Schwingung durch die Hysteresisverluste erfährt, das „*Hysteresisdokrement*“, unabhängig von der Frequenz der Schwingung, den Dimensionen und der Kapazität des Kondensators, sie wird ausschließlich bestimmt durch das Isolationsmaterial des Kondensators und zwar:

1. durch seine chemische Zusammensetzung,
2. durch seine Temperatur.

Bezüglich der chemischen Beschaffenheit des Materials ist bekannt, daß das Hysteresisdekrement unmerklich ist bei Luft, sehr gering bei gut getrocknetem Paraffinöl und Transformatorenöl ($b_h = 0,001-0,002$), bei gutem Flintglas*) ($b_h = 0,006-0,01$), mäßig bei manchen Sorten von Hartgummi. Sehr groß kann es sein bei manchen Glasarten, z. B. bei gewöhnlichem Fensterglas, manchen Sorten von Hartgummi, bei Glimmer und dem sonst sehr bequemen Isolationsmaterial Micanit.

Bei Steigerung der Temperatur erhöht sich das Hysteresisdekrement und zwar unter Umständen sehr beträchtlich.

b. Bei manchen Materialien hängt das Hysteresisdekrement von der Belastung W_e ab und zwar beobachtet man eine Abhängigkeit von der Form

$$b_h = \alpha + \beta W_e^{**}),$$

bei anderen von der Form

$$b_h = \alpha W_e^\beta$$

(α und β Konstante des Materials). Bei gewissen Materialien ist diese Abhängigkeit von der Belastung nur eine indirekte. Durch die höhere Schwingungsamplitude und den dadurch bedingten höheren Energieverbrauch erhöht sich die Temperatur des Materials und infolge davon das Hysteresisdekrement.

14. Energieverlust durch Sprühen.

a. Für die Zwecke, um die es sich hier handelt, empfiehlt es sich, zwei Arten von Sprühen zu unterscheiden. Das Sprühen erster Art²²⁾ tritt auf, gleichgültig, ob die Ladung des Leiters statisch oder durch Schwingungen erfolgt. Es besteht in der bekannten Erscheinung, daß zu sehr hoher Spannung geladene Leiter und zwar besonders Kanten oder Spitzen derselben feine Lichtbüschel aussenden. Der Grund dafür ist der, daß unter dem Einfluß der hohen elektrischen Feldstärke die Luft leitend (ionisiert) wird und infolge davon ein Teil der Ladung ausströmt. Man beobachtet diese Erscheinungen sehr häufig an Influenzmaschinen, im Gebiet der drahtlosen Telegraphie gelegentlich an Luftkondensatoren,

*) Lieferanten dafür z. B. Firma Molineaux, Webb & Co., Manchester (Ancoats, Kirby Street) und die rheinischen Glashütten in Ehrenfeld bei Köln.

**) Unter Belastung W_e versteht man die Energie, die ein Kubikzentimeter des Materials im Maximum enthält. Es ist bekanntlich

$$W_e = \frac{k}{8\pi} \cdot E^2 \cdot \frac{1}{9 \cdot 10^{20}} \text{ C.G.S.} = 0,413 \cdot k \cdot 10^{-6} E^2 \left(\frac{\text{Volt}}{\text{cm}} \right)^2$$

k = Verhältnis der Dielektrizitätskonstante des Materials zu derjenigen der Luft,
 E = elektrische Feldstärke.

und zwar an Unebenheiten oder Kanten ihrer Platten, und ganz besonders an Antennen oder Spulen, die zu hoher Spannung geladen werden.

Die zweite Art des Sprühens ist an das Vorhandensein von Schwingungen gebunden; sie tritt erst auf im Moment, wenn die Schwingungen einsetzen, auch dann, wenn die betreffenden Leiterteile während der Schwingung keine höheren Spannungen bekommen. Man beobachtet diese Art des Sprühens hauptsächlich bei Leidener Flaschen (vgl. nebenstehende photographische Aufnahme Fig. 22) oder bei anderen Kondensatoren mit festem Isolationsmaterial: es sind feine,

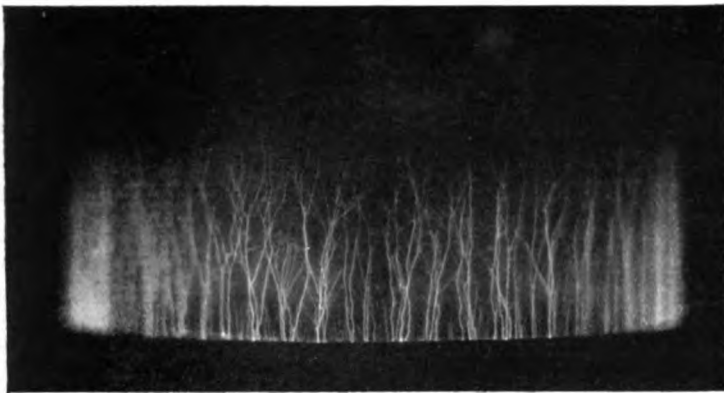


Fig. 22.

vielfach verzweigte Funken, die von dem Rande der Belegungen aus längs der Oberfläche des Isolators sich ausbreiten.

b. Die notwendige Bedingung für ein merkbares Sprühen ist in beiden Fällen eine genügende Ionisation der Luft und die Bedingung dafür eine genügend große elektrische Feldstärke. Wenn man scharfe Kanten und Spitzen, an denen die elektrische Feldstärke besonders hohe Werte annimmt, möglichst vermeidet, so braucht man sich in den meisten praktischen Fällen vor dem Sprühen nicht zu fürchten, solange die Spannung nicht wenigstens einige hundert Volt beträgt.

c. Ist aber ein Sprühen vorhanden, so bedeutet es auch immer einen Energieverlust. Wie groß er werden kann, ist nicht bekannt. Festgestellt ist nur, daß bei richtig gebauten Leidener Flaschen die durch diesen Energieverlust hervorgerufene Zunahme des Dekrements für eine Spannungsamplitude von 30 000 Volt unterhalb 0,002, für eine solche von 40 000 Volt unterhalb 0,007 herabgedrückt werden kann [86].

Außerdem bewirkt das Sprühen zweiter Art ein Hin- und Herschwanken der Frequenz [79].

15. Energieverlust durch Wirbelströme.

Das magnetische Wechselfeld, welches der Wechselstrom in einem Kondensatorkreis erzeugt, induziert in allen Leitern, durch welche magnetische Induktionslinien hindurchgehen, Ströme, die sogenannten „*Wirbelströme*“. Die Energie, welche diese Ströme in Wärme verwandeln, ist unter sonst gleichen Umständen bei den hohen Frequenzen der drahtlosen Telegraphie viel größer als bei der niederen Frequenz der Wechselstromtechnik. Sie geht dem Kondensatorkreis verloren; seine Dämpfung wird dadurch erhöht.

In Betracht kommen alle Leiter in unmittelbarer Nähe eines Kondensatorkreises, insbesondere alle Leiter (z. B. Anschlußklemmen) im Inneren von Spulen, wo das magnetische Feld besonders konzentriert ist. Verdächtig sind stets die Belegungen von Kondensatoren, die wegen ihrer großen Fläche und geringen Dicke*) sehr bedeutende Wirbelstromverluste zur Folge haben können. Unangenehm sind in dieser Beziehung Leidener Flaschen: bei Plattenkondensatoren ist es viel leichter möglich, den Belegungen eine solche Stellung zu geben, daß sie möglichst wenig von magnetischen Induktionslinien geschnitten werden.

Vorsicht ist auch am Platze, wenn künstliche Isolationsmaterialien, wie sie als Ersatz für Hartgummi oder Marmor in der Technik vielfach benutzt werden, einem starken magnetischen Hochfrequenzfeld ausgesetzt sind. Das Leitvermögen solcher Substanzen kann groß genug sein, um erhebliche Energieverluste zu verursachen²³⁾.

16. Verhältnis der einzelnen Energieverluste.

a. Kondensatorkreise mit Funkenstrecke.

Die praktisch wichtige Frage ist hier: Welche Energieverluste kommen gegenüber dem Energieverbrauch im Funken in Betracht?

Verwendet man als Strombahn Kupferdrähte oder -röhren von mindestens einigen Millimetern Durchmesser, so kann man sicher sein, daß das Joulesche Dekrement gegenüber dem Funkendekrement vollkommen verschwindet.

Die Verluste durch Wirbelströme können sehr stark ins Gewicht fallen, wenn man dieselben durch ungeschickte Anordnung, insbesondere der Kondensatoren, provoziert. Sie lassen sich aber auch so weit herabdrücken, daß sie das Gesamtdekrement nicht merklich beeinflussen.

Wegen der hohen Spannungen, für welche Kondensatorkreise mit

*) Sehr dicke Metallmassen sind weniger gefährlich.

Funkenstrecken im allgemeinen bestimmt sind, ist ein Isolationsmaterial von großer Durchschlagsfestigkeit für die Kondensatoren unerlässlich. Verwendet man mit Rücksicht darauf Preßgaskondensatoren [39 b] oder Kondensatoren mit Füllung aus gutem Öl, so ist das Hysteresisdekrement gegen das Funkendekrement zu vernachlässigen. Auch bei Kondensatoren aus gutem Flintglas sind die Verluste in den Kondensatoren erheblich kleiner als im Funken. Sobald man aber zu Kondensatoren mit anderen festen Isolationsmaterialien greift, hat man stets — besonders bei höherer Belastung der Kondensatoren — auf Verluste gefaßt zu sein, die diejenigen im Funken erreichen oder übersteigen.

Der Energieverlust durch das *Sprühen* der Kondensatoren kann bei richtig gebauten Kondensatoren so weit herabgedrückt werden, daß er gegen denjenigen im Funken nicht in Betracht kommt. Jedenfalls tritt im allgemeinen dieser schädliche Einfluß des Sprühens zurück gegen den durch das Schwanken der Frequenz bedingten [86].

b. *Kondensatorkreise ohne Funkenstrecke* sind meist für verhältnismäßig geringe Spannungsamplituden bestimmt. Wo das zutrifft, fallen Energieverluste durch Sprühen in den meisten praktischen Fällen ganz weg. Da ferner gegen die Verwendung von Luftkondensatoren — auch bei Atmosphärendruck — meist keine Bedenken vorliegen, so lassen sich Verluste durch dielektrische Hysteresis ganz ausschließen. Wo aber die auftretenden Spannungen ein Sprühen hervorrufen können oder festes Isolationsmaterial verwendet wird, ist größte Sorgfalt am Platze: die Verluste können sonst diejenigen durch *Joule*sche Wärme weit überwiegen.

Die Verluste durch *Joule*sche Wärme können durch Verwendung genügend dicker massiver Kupferdrähte, besser noch von Kupferbändern, und besonders von richtig verdrehten Schnüren und Litzen aus einzel-isolierten Drähten [36 d] sehr stark vermindert werden. Je mehr das aber geschieht, um so mehr kommen die Verluste durch Wirbelströme dagegen in Frage. Wenn sie nicht in peinlichster Weise vermieden werden, gelingt es nicht, das Dekrement unter 0,01 herunterzubringen. Dekremente von ca. 0,003 sind wohl überhaupt das niedrigste, was man praktisch erreicht.

Kapitel II²⁴).

Offene Oszillatoren.

Bei einem Kondensatorkreis ist, abgesehen von der Unterbrechungsstelle am Kondensator, die Strombahn ein geschlossener Kreis. Man pflegt ein schwingungsfähiges System, bei dem dies der Fall ist, als „geschlossenen Oszillator“ oder „geschlossenen Schwingungskreis“ zu unterscheiden von „offenen Oszillatoren“; „offenen Sendern“, bei denen der Strom nicht annähernd in einer geschlossenen Bahn fließt.

§ 1. Der lineare Oszillator.

17. Grundschiwingung und Oberschwingungen.

Die einfachste Form eines offenen Oszillators ist der gerade lineare Oszillator, d. h. ein gerader Metalldraht oder -stab. Werden von den beiden Hälften eines solchen die eine positiv, die andere negativ auf genügend hohe Spannung geladen und schlägt infolge davon zwischen

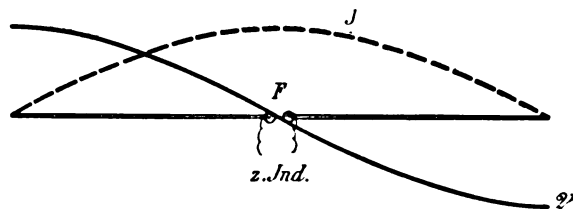


Fig. 23.

beiden Hälften ein Funke über (bei F, Fig. 23), so entsteht hier wie beim Kondensatorkreis eine elektromagnetische Schwingung*).

Im allgemeinen ist diese Schwingung ziemlich komplizierter Natur. Sie setzt sich zusammen aus mehreren Schwingungen verschiedener

*) Es ist auch hier, wie bei Kondensatorkreisen möglich, die Eigenschwingungen zu erregen, ohne daß eine Funkenstrecke im Oszillator sich befindet [109].

Frequenz, mit verschiedener Strom- und Spannungsverteilung und verschiedenem elektrischem und magnetischem Feld. Es ist deshalb notwendig, diese verschiedenen Schwingungen, die man wie in der Akustik als „*Grundschiwingung*“ — diejenige mit der niedersten Frequenz — und „*Oberschwingungen*“ bezeichnet, gesondert zu besprechen. Man ist dazu schon deshalb berechtigt, weil es möglich ist, jede dieser Schwingungen für sich allein herzustellen.

18. Strom- und Spannungsverteilung der Grundschiwingung.

a. Beim Kondensatorkreis, wie er praktisch gebraucht wird, ist die Elektrizitätsmenge, die in irgend einem Zeitabschnitt einen Quer-

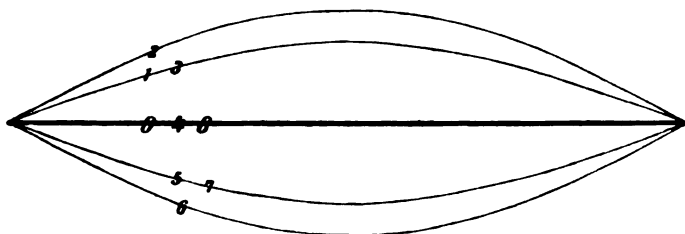


Fig. 24.

schnitt der Strombahn passiert, wie bei stationärem Strom (Gleichstrom) für alle Querschnitte merklich gleich*), d. h. der Strom**) besitzt längs der ganzen Strombahn gleiche Phase und Amplitude. Man kann wie

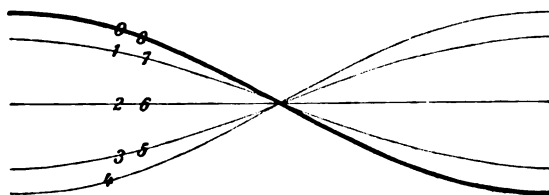


Fig. 25.

bei den Wechselstromkreisen der Technik von einer bestimmten Phase und Amplitude des Stromes sprechen.

Beim linearen Oszillator darf der Strom**) zwar auf allen Teilen des Oszillators als gleichphasig betrachtet werden. Aber die Amplitude des Stroms ist an den verschiedenen Stellen ganz verschieden. Trägt man über den einzelnen Punkten des

*) Man sagt deshalb, der Strom sei „*quasistationär*“. — Vgl. dazu aber S. 43, Fußnote *).

**) = Elektrizitätsmenge, die in einer Sekunde einen Querschnitt passiert.

Oszillators die Stromamplituden als Ordinaten auf, so erhält man als „Kurve der Stromverteilung“*) ungefähr eine Sinuskurve (Fig. 23 gestrichelte Kurve). In der Mitte des Oszillators ist die Stromamplitude ein Maximum, an den Enden Null. Man sagt, es befinde sich in der Mitte ein „Strombauch“, an den Enden je ein „Stromknoten“.

b. Dem entspricht auch die Verteilung der elektrischen Ladung und der dadurch hervorgerufenen Spannung. Trägt man die Spannungsamplituden in derselben Weise auf, wie vorher die Stromamplituden, so erhält man als „Kurve der Spannungsverteilung“ die in Fig. 23 ausgezogene Sinuskurve \mathcal{U} . Es sind also an den Enden des Oszillators „Spannungsbäuche“, in der Mitte ein „Spannungsknoten“ vorhanden.

c. Wie beim Kondensatorkreis und aus denselben Gründen wie dort ist der Strom und die Spannung um ungefähr 90° in der Phase verschoben. Der Strom- und Spannungsverlauf während einer ganzen Periode ist in den Fig. 24 und 25 von Achtel- zu Achtelperiode dargestellt. Die gleich numerierten Kurven entsprechen denselben Zeiten.

19. Die Frequenz der Grundschiwingung.

Am einfachsten gelangt man zu der Frequenz durch folgende Betrachtung.

a. Die Strom- und Spannungsverteilung von Fig. 23 ist von derselben Art, wie man sie auf anderen Gebieten (z. B. Akustik) bei sogenannten „stehenden Wellen“ bekommt. Solche stehende Wellen bilden sich bekanntlich, wenn zwei fortschreitende Wellen derselben Amplitude und Frequenz, aber entgegengesetzter Fortpflanzungsrichtung gleichzeitig vorhanden sind. Die Folge dieser Entstehung ist, daß, wie eine sehr einfache Überlegung zeigt, die Wellenlänge der stehenden Welle dieselbe ist wie diejenige der fortschreitenden. Dabei ist vorausgesetzt, daß man bei stehenden Wellen wie bei fortschreitenden den Abstand zweier unmittelbar aufeinanderfolgender Bäuche oder Knoten als halbe Wellenlänge bezeichnet.

Bei einer fortschreitenden Welle ist bekanntlich die „Wellenlänge“ λ gleichzeitig diejenige Strecke, um welche die Welle während einer Periode sich fortpflanzt. Mit Fortpflanzungsgeschwindigkeit c bezeichnet man diejenige Strecke, welche die Welle während einer Sekunde zurücklegt. Ist die Dauer einer Periode T , so entfallen auf eine Sekunde

*) Manchmal auch Stromkurve genannt, wenn Verwechslungen mit der Kurve, welche die Abhängigkeit des Stroms von der Zeit darstellt [1b], ausgeschlossen sind.

$1/T$ oder N ganze Perioden. Es besteht demnach zwischen Wellenlänge und Fortpflanzungsgeschwindigkeit die Beziehung

$$c = N\lambda = \frac{\lambda}{T} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

b. Auch beim linearen Oszillator ist man berechtigt, die in Fig. 23 dargestellten Schwingungen als stehende Wellen anzusehen und auf sie Gl. (1) anzuwenden, so daß sich für die Frequenz

$$N = \frac{c}{\lambda} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

ergibt.

Die halbe Wellenlänge ist, wie unmittelbar aus Fig. 23 und dem unter **a** Ausgeführten folgt, gleich der Gesamtlänge l des Oszillators, d. h.

$$\frac{\lambda}{2} = l \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

c. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von elektromagnetischen Wellen, die sich längs eines Drahtes in Luft fortpflanzen²⁵⁾, ist annähernd gleich der Lichtgeschwindigkeit in Luft, also:

$$c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec.}$$

Daraus folgt:

$$N = \frac{3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec}}{2 l \text{ cm}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Diese einfache Beziehung stimmt zwar nicht streng, aber doch annähernd*).

20. Das elektromagnetische Feld der Grundschwingung.

a. Die Richtung des elektromagnetischen Felds.

Am einfachsten liegen die Verhältnisse beim magnetischen Feld. Die Induktionslinien sind Kreise, deren Achse die Oszillatorachse ist. Das Bild der Induktionslinien in der Äquatorebene**) ist in einem bestimmten Moment dasjenige von Fig. 26***).

Die Induktionslinien des elektrischen Felds sind in den

*) Voraussetzung aber ist hier wie auch im folgenden, daß der Oszillator sich frei im Raume befindet, d. h. praktisch gesprochen: sein Abstand von Leitern oder größeren Isolatoren darf jedenfalls nicht klein sein gegen die Dimensionen des Oszillators.

**) Gemeint ist damit die Ebene, die durch die Mitte des Oszillators senkrecht zu demselben gelegt ist.

***) In dieser und den folgenden Figuren ist die Abnahme der Amplitude mit der Entfernung [c, d] nicht zum Ausdruck gebracht.

Fig. 27 bis 30 für eine halbe Periode nach den Berechnungen von M. Abraham²⁶⁾ und Zeichnungen von F. Hack²⁸⁾ für ungedämpfte Schwingungen*) wiedergegeben. Fig. 27 bezieht sich auf den Moment,

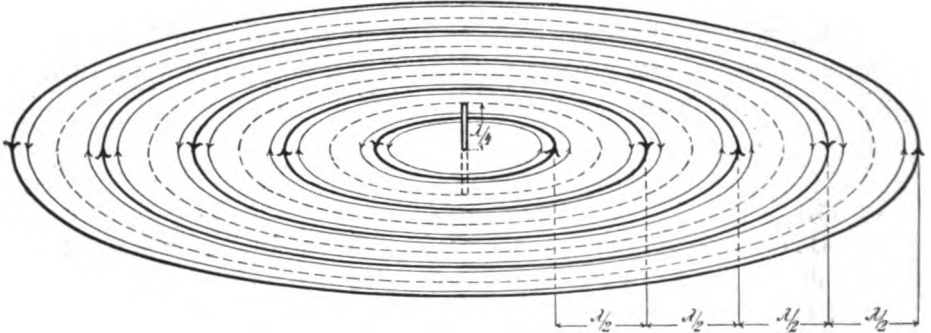


Fig. 26.

in welchem die Ladung des Oszillators eben Null, der Strom im Maximum ist; die übrigen Figuren gelten für Zeiten, die je um eine Achtelperiode voneinander abstehen. Auf Fig. 30 würde wieder Fig. 27 mit umgekehrten Vorzeichen folgen usf.

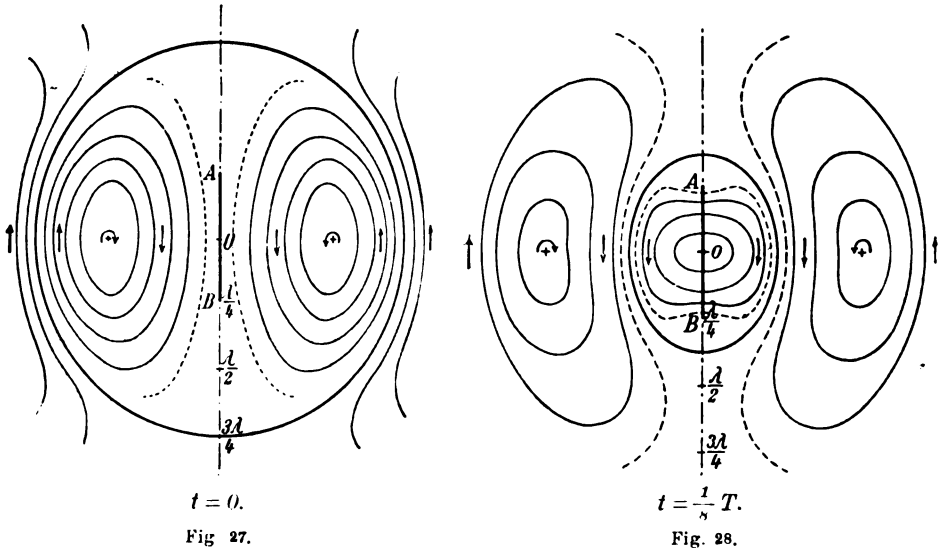


Fig. 27.

Fig. 28.

Das Bild, das man sich nach diesen Figuren vom elektrischen Feld zu machen hat, ist folgendes. In dem Moment, den Fig. 27 darstellt, in welchem der Oszillator keine Ladung besitzt, gehen auch keine elektrischen Induktionslinien von ihm aus.

*) Eine Dämpfung der Schwingung bedingt aber nur eine fast unmerkliche Änderung des Verlaufs²⁷⁾.

Unmittelbar darauf aber lädt sich der Oszillator, nach Fig. 28 z. B. die obere Hälfte positiv, die untere negativ: es quellen jetzt Induktionslinien aus der oberen Hälfte hervor, die auf der unteren wieder einmünden. Dieser Prozeß steigert sich immer

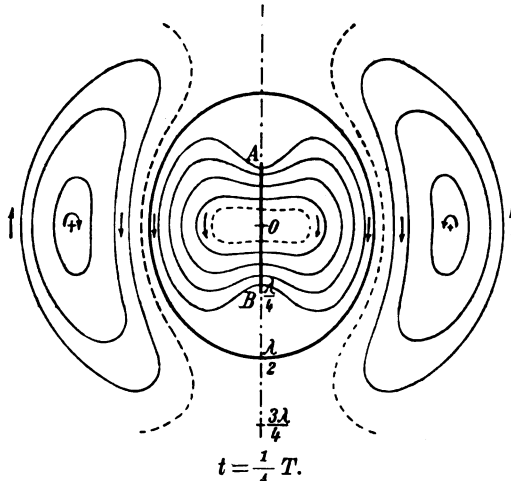


Fig. 29.

mehr, bis nach einer Viertelperiode die Ladung ihr Maximum erreicht hat (Fig. 29). Von da an nimmt bis zum Ende der halben Periode (Fig. 27 mit umgekehrten Pfeilen) die Anzahl der vom Oszillator ausgehenden und in ihn einmündenden

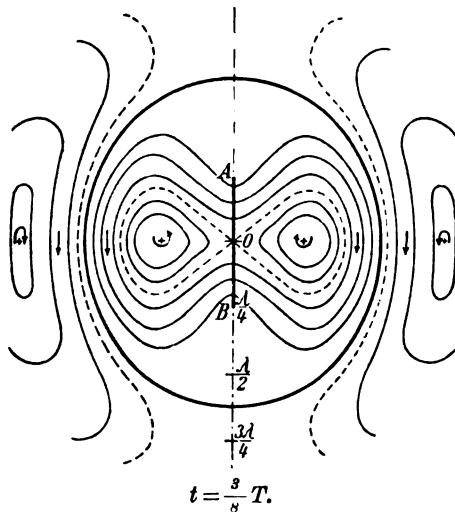


Fig. 30.

Induktionslinien ab. Ein Teil der Induktionslinien, die in dem ersten Viertel der Periode aus dem Sender hervorgekommen waren, zeigt dabei eine eigentümliche Erscheinung (Fig. 30): sie schnüren sich ab, nehmen immer mehr nierenförmige

Gestalt an und entfernen sich immer weiter vom Oszillator. Was aus ihnen in größerer Entfernung vom Oszillator wird, zeigen die Fig. 295 u. 296, von denen die erste den Zustand im Moment maximaler Ladung, die zweite den Moment wiedergibt, in welchem die Ladung gerade Null ist. Die Induktionslinien nehmen immer mehr die Form von Kreisbögen an.

b. Die Phase des elektromagnetischen Felds. Fortschreitende Wellen.

Weder das magnetische noch das elektrische Feld ist in allen Teilen des Raumes gleichphasig. Beide nehmen vielmehr die Form einer vom Oszillator aus mit Lichtgeschwindigkeit fortschreitenden Welle an.

Unter einer fortschreitenden magnetischen oder elektrischen Welle versteht man im einfachsten Fall, wenn die Amplitude konstant bleibt, das folgende. Trägt man über den Punkten einer Strecke, welche die

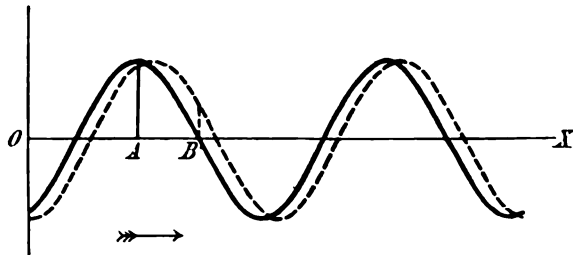


Fig. 31.

Fortpflanzungsrichtung der Welle besitzt (Fig. 31 O X), die Feldstärke, welche in einem bestimmten Moment in diesem Punkt herrscht, als Ordinate auf, so erhält man eine Sinuslinie (z. B. die stark ausgezogene Kurve von Fig. 31). Sie stellt für diesen bestimmten Moment die Verteilung der Feldstärke längs der Strecke O X (Fig. 31) dar. In einem etwas späteren Moment ergibt sich eine Sinuslinie, die gegen die erste etwas in der Fortpflanzungsrichtung (gefiederter Pfeil Fig. 31) verschoben ist (z. B. gestrichelte Kurve von Fig. 31). Man bekommt für beliebige Zeiten ein Bild des Feldes, wenn man sich die Sinuskurve mit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle in der Fortpflanzungsrichtung bewegt denkt: die Lage der Sinuslinie in einem beliebigen Moment stellt dann die Feldstärke, die in diesem Moment vorhanden ist, dar.

Aus dem Gesagten läßt sich leicht ableiten, daß in jedem Punkte, über welchen die Welle hingleitet, ein einfaches Wechselfeld vorhanden ist, für dessen Frequenz N die Beziehung gilt:

$$N = \frac{c}{\lambda},$$

wenn λ die Wellenlänge der Welle, c ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit, in diesem Fall gleich der Lichtgeschwindigkeit, bedeutet.

Die Phase der Schwingung ist in jedem Punkte verschieden*). In zwei Punkten, die in der Richtung der Fortpflanzung liegen, ist die Schwingung gleichphasig, wenn ihr Abstand eine ganze Wellenlänge (oder ein ganzes Vielfaches einer solchen) beträgt. Ist der Abstand in der Fortpflanzungsrichtung dagegen eine halbe Wellenlänge (oder ein ungerades Vielfaches einer solchen), so sind die Schwingungen um 180° in der Phase verschoben. Allgemein gilt: bei einem Abstand der beiden Punkte $= x$ ist die Phasenverschiebung $= 2\pi x/\lambda = 360^\circ \cdot x/\lambda$.

Ebenso gilt für zwei beliebig gelegene Punkte der Äquatorebene: unterscheidet sich ihr Abstand vom Oszillator um den Betrag x , so haben die Felder in den beiden Punkten eine Phasendifferenz $= 2\pi x/\lambda$.

c. Die Amplitude des Felds.

Weder für die magnetische noch für die elektrische Welle, welche von einem linearen Oszillator ausgeht, ist die Amplitude für

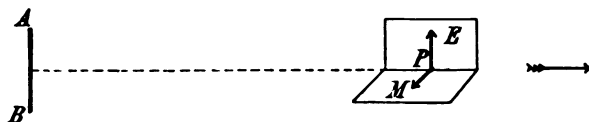


Fig. 32.

alle Abstände r vom Oszillator dieselbe, vielmehr nehmen die Amplituden beider Wellen mit der Entfernung vom Oszillator ab. Die Amplitude der magnetischen Welle ist in unmittelbarer Nähe des Oszillators ungefähr $\propto 1/r^2$, in sehr großer**) Entfernung $\propto 1/r$, die Amplitude des elektrischen Felds ist in sehr großer**) Entfernung auch $\propto 1/r$, in unmittelbarer Nähe**) des Oszillators ungefähr $\propto 1/r^3$.

Bei demselben Abstand ist die Amplitude am größten in der Äquatorebene; sie ist für irgendeinen Punkt um so kleiner, je weiter er von der Äquatorebene entfernt liegt.

d. Das Feld in großer Entfernung vom Oszillator.

In sehr großer Entfernung vom Oszillator wird auch die elektrische Welle (vgl. Fig. 295 und 296) immer mehr zur Kugelwelle, wie die magnetische: beide können auf nicht zu große Strecken als ebene Wellen betrachtet werden. Die elektrischen und magnetischen Induktions-

*) Im Punkte A (Fig. 31) z. B. ist die Schwingung in dem Moment, den die stark ausgezogene Kurve von Fig. 31 darstellt, gerade im Maximum, im nächsten Moment (gestrichelte Kurve) schon im Abnehmen begriffen. Für den Punkt B dagegen ist die Schwingung im ersten Moment Null, im nächsten Moment im Zunehmen begriffen.

**) „große“ bzw. „kleine“ Entfernung vom Oszillator soll hier im folgenden immer heißen: groß bzw. klein im Verhältnis zur Wellenlänge.

linien unterscheiden sich in unmittelbarer Nähe der Äquatorebene nicht merklich von Geraden: die elektrischen Induktionslinien stehen senkrecht zur Äquatorebene, die magnetischen verlaufen parallel derselben (Fig. 32).

Das elektrische und magnetische Feld ist, wie die Theorie zeigt, gleichphasig*), wenn man die Feldstärken positiv rechnet in den Richtungen, welche in der Fig. 32 durch Pfeile markiert sind.

Für die Amplitude E_0 und M_0 des elektrischen bzw. magnetischen Felds in der Äquatorebene und in ihrer unmittelbaren Nähe gilt [25c]:

$$E_0 = 2c \cdot \frac{|J_0|}{r}$$

$$M_0 = 2 \frac{|J_0|}{r}$$

wenn unter $|J_0|$ die Amplitude des Stromes im Strombauch des Oszillators verstanden wird.

21. Die Dämpfung der Grundschiwingung.

a. Wie beim Kondensatorkreis handelt es sich auch bei der Schwingung eines linearen Oszillators um die Umsetzung der Energie eines elektrischen Felds in diejenige eines magnetischen und umgekehrt. Allein es ist ein sehr wichtiger Unterschied vorhanden. Beim Kondensatorkreis geht bei dieser Umsetzung nur verloren diejenige Energie, welche auf irgendwelche Weise (in der Strombahn, im Isolationsmaterial der Kondensatoren) in Wärme verwandelt wird. Beim linearen Oszillator zeigen aber die Fig. 28 ff., daß ein Teil des elektromagnetischen Felds sich vom Oszillator lostrennt und mit der Energie, die er besitzt, in den Raum hinauswandert. Die Energie, die auf diese Weise vom Oszillator in den Raum ausgesandt wird — man bezeichnet die pro Sekunde ausgesandte Energie als „Strahlung“ Σ —, geht dem Oszillator ebenfalls verloren.

b. Diese Energieausstrahlung muß notwendig auch auf die Dämpfung der Schwingungen von Einfluß sein. Es kommt zu den übrigen Dekrementen ein von der Strahlung herrührendes „Strahlungsdekrement“ δ_r — auch Hertz'sches Dekrement genannt — hinzu.

Nach den Berechnungen von M. Abraham²⁶⁾ gilt für das Strahlungsdekrement des linearen Oszillators die Beziehung

$$\delta_r = \frac{2,44}{\log \text{nat} \frac{l}{r}}$$

*) Daß die elektrische und magnetische Feldstärke gleichphasig sind, gilt überhaupt für große Entfernung vom Oszillator, nicht nur für die Äquatorebene.

(l Länge, r Radius des Oszillators). Für eine Länge von 100 m liefert dies folgende Zahlen.

Drahtdurchmesser in mm	b_r
0,5	0,18
1 "	0,20
2 "	0,21
3 "	0,22
4 "	0,22 ₅
5 "	0,23

Das Strahlungsdekrement ist also für alle in Betracht kommenden Drahtstrahlen nie viel von 0,2 verschieden.

c. Das Strahlungsdekrement ist im allgemeinen bei weitem größer als das Joulesche Dekrement, vorausgesetzt, daß der Oszillator aus Kupferdraht von mindestens 1—2 mm Durchmesser besteht. Für lineare Oszillatoren, die keine Funkenstrecke enthalten und nicht stark sprühen, ist das Strahlungsdekrement das Ausschlaggebende.

Enthält der Oszillator eine Funkenstrecke, so kann das Funkendekrement wie beim Kondensatorkreis sehr erhebliche Werte annehmen. Der Energieverbrauch durch Sprühen (erster Art [14 a]) ist zurzeit bei linearen Oszillatoren noch nicht genauer untersucht; nur soviel ist bekannt, daß er unter Umständen gegen die übrigen Energieverluste nicht zu vernachlässigen ist.

22. Die Oberschwingungen des linearen Oszillators.

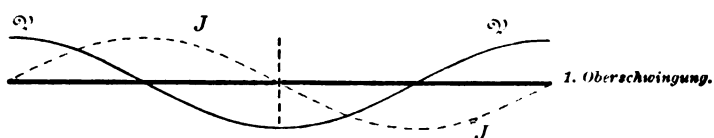


Fig. 33.

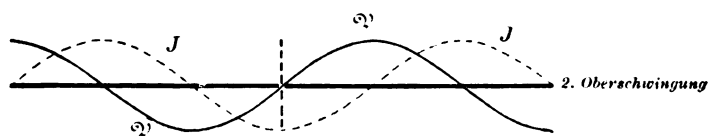


Fig. 34.



Fig. 35.

a. Die Strom- und Spannungsverteilung bei den Oberschwingungen ist aus den Fig. 33, 34, 35 zu entnehmen. Die gestrichelte, mit J bezeichnete

Kurve ist diejenige der Stromverteilung, die ausgezogene, mit \odot bezeichnete, diejenige der Spannungsverteilung.

b. Da man berechtigt ist, auch diese Oberschwingungen wie die Grundschiwingung als stehende Wellen aufzufassen, so folgen für die Wellenlänge und Frequenz die folgenden Beziehungen:

$$\text{Grundschiwingung: } \frac{\lambda}{2} = l; \quad N = \frac{3 \cdot 10^{10}}{2 l_{\text{cm}}} \cdot \frac{1}{\text{sec.}}$$

$$1. \text{ Oberschiwingung: } \frac{\lambda_1}{2} = \frac{l}{2}; \quad N_1 = 2 \cdot \frac{3 \cdot 10^{10}}{2 l_{\text{cm}}} \cdot \frac{1}{\text{sec.}}$$

$$2. \quad \quad \quad \frac{\lambda_2}{2} = \frac{l}{3}; \quad N_2 = 3 \cdot \frac{3 \cdot 10^{10}}{2 l_{\text{cm}}} \cdot \frac{1}{\text{sec.}}$$

Die Frequenz der Oberschwingungen sind also geradzahliche Vielfache derjenigen der Grundschiwingung.

c. Für das elektromagnetische Feld liegen die Verhältnisse ähnlich wie bei der Grundschiwingung. Insbesondere schnürt sich auch hier ein Teil der elektrischen Induktionslinien ab und wandert in den Raum hinaus²⁸). Die Folge davon ist auch hier eine fortgesetzte Ausstrahlung von Energie und die Folge davon eine beträchtliche Strahlungsdämpfung.

23. Spulen²⁸).

Es ist von vornherein wahrscheinlich, daß bei einem Draht auch dann noch Eigenschwingungen derselben Art, wie sie in 17 ff. beschrieben wurden, möglich sind, wenn man den Draht nicht gerade ausspannt, sondern zu einer zylindrischen Spule wickelt.

a. Die Strom- und Spannungsverteilung ist für Grundschiwingung und Oberschwingungen qualitativ ebenso wie bei geraden Drähten: die Grundschiwingung besitzt in der Mitte der Spule einen Strombauch und Spannungsknoten, an den Enden Stromknoten und Spannungsbäuche. Bei der ersten Oberschiwingung liegen in der Mitte und an den Enden Stromknoten und Spannungsbäuche. Quantitativ stimmen indes die Verhältnisse in mehrfacher Beziehung mit denjenigen von geraden Drähten nicht überein.

b. Vergleicht man die Frequenz der Grundschiwingung mit derjenigen eines linearen geraden Oszillators derselben Drahtlänge, so zeigt der Versuch das folgende. Bei langen dünnen Spulen kann die Frequenz bis etwa $1\frac{1}{2}$ mal größer — die Wellenlänge $1\frac{1}{2}$ mal kleiner — sein als beim geraden Oszillator derselben Drahtlänge. Bei einigermaßen breiten kurzen Spulen ist aber die Frequenz stets kleiner*) (die

*) Wenn die Spulenhöhe ungefähr zweimal so groß als der Durchmesser ist, ist die Wellenlänge wie beim geraden Oszillator annähernd gleich dem doppelten der Drahtlänge.

Wellenlänge größer) und sie kann sehr viel kleiner (die Wellenlänge sehr viel größer) sein als bei einem geraden Oszillator derselben Drahtlänge.

Praktisch ergibt sich daraus: die Frequenz der Grundschiwingung*) folgt bei der Spule im Gegensatz zum geraden Oszillator nicht in einfacher Weise aus der Drahtlänge. Man ist stets auf eine experimentelle Bestimmung angewiesen, falls die Frequenz nicht aus den bisher vorliegenden Bestimmungen²⁸⁾ entnommen werden kann.

c. Ein charakteristischer Unterschied zwischen verhältnismäßig langen dünnen Spulen und dem linearen geraden Oszillator ist der, daß die wirksame Kapazität [27] bei einer langen dünnen Spule viel kleiner ist als bei einem geraden linearen Sender derselben Drahtlänge. Die Folge davon ist, daß bei solchen Spulen eine ganz geringe Änderung der Kapazität die Frequenz sehr stark beeinflußt: es genügt, den Enden der Spule ein kleines Stück eines Leiters oder sogar eines Isolators zu nähern, um eine merkliche Änderung der Frequenz hervorzurufen („Kapazitätsempfindlichkeit“ der Spulen).

d. Ein weiterer charakteristischer Unterschied aller Spulen gegenüber dem geraden linearen Oszillator besteht darin, daß die Strahlung der Spulen äußerst gering ist. Infolge davon spielt sie auch für die Dämpfung nur eine untergeordnete Rolle. Solange die Spulen nicht sprühen, ist die Dämpfung fast ausschließlich bestimmt durch das Joulesche Dekrement. Bei Spulen ohne Funkenstrecke, deren Drähte massiv und nicht extrem dick oder dünn sind, ist das Dekrement ungefähr von derselben Größenordnung wie bei einem Kondensatorkreis mit Funkenstrecke. Durch Verwendung von Kupferbändern oder Litzen aus einzelisolierten Drähten [36d] und richtigen Bau der Spulen kann es ebenso weit herabgedrückt werden wie bei einem Kondensatorkreis ohne Funkenstrecke²⁹⁾.

Darüber, wie das Dekrement von Spulen durch Sprühen geändert wird, liegen zurzeit noch keine systematischen Untersuchungen vor. Daß die Änderung aber ziemlich bedeutend ist, muß schon aus den bisherigen Beobachtungen geschlossen werden³⁰⁾.

§ 2. Allgemeine Beziehungen für offene Oszillatoren.

24. Strom- und Spannungsverteilung auf einem Draht.

Ein Teil eines Oszillators irgendwelcher Art von beliebiger Frequenz bestehe aus einem geraden oder wenigstens nicht extrem stark gekrümmten (z. B. zur Spule gewickelten) Draht. Dann gilt für die

*) Und auch der Oberschwingungen.

Strom- und Spannungsverteilung auf dem Draht annähernd das folgende³⁰⁾.

a. Die Kurve der Stromverteilung auf dem Draht ist ein Stück derjenigen Sinuskurve, welche die Stromverteilung bei einem geraden linearen Oszillator derselben Frequenz darstellen würde [18]. Dasselbe gilt von der Spannungskurve.

Nach 19 heißt dies: sowohl Strom- als Spannungskurve auf dem Draht sind Stücke von Sinuskurven, bei denen der Abstand von zwei auf einander folgenden Knoten (bzw. Bäuchen), d. h. die halbe Wellenlänge, annähernd gegeben ist durch die Beziehung.

$$\frac{\lambda}{2} = \frac{c}{2N} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (1)$$

worin N die Frequenz des Oszillators bedeutet.

b. Wie beim geraden linearen Sender (Fig. 23, 33, 34, 35) fallen auf dem Draht die Strombäuche mit den Spannungsknoten, die Stromknoten mit den Spannungsbäuchen zusammen. Das Verhältnis der Stromamplitude $|J_0|$ im Strombauch zur Spannungsamplitude $|\mathcal{Q}_0|$ im Spannungsbauch hängt in erster Annäherung nur von den Drahtdimensionen ab. Es gilt

$$\frac{|J_0|}{|\mathcal{Q}_0|} = \sqrt{\frac{\mathfrak{G}^{(1)}}{\mathfrak{Q}^{(1)}}}, \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (2)$$

wenn $\mathfrak{Q}^{(1)}$ bzw. $\mathfrak{G}^{(1)}$ den Selbstinduktionskoeffizienten bzw. die Kapazität der Längeneinheit des Drahtes bedeuten.

c. Ob auf dem Draht überhaupt ein Stromknoten (Spannungsbauch) oder Strombauch (Spannungsknoten) vorhanden ist, und wo derselbe liegt³²⁾, hängt von der Gestalt des ganzen Oszillators und der

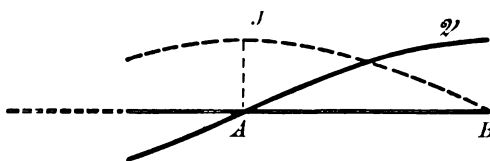


Fig. 36.

Form seiner Schwingung ab. Ist ein Ende des Drahtes frei, so muß an demselben stets ein Stromknoten (Spannungsbauch) liegen, da der Strom am Ende dauernd Null sein muß.

Ist z. B. B (Fig. 36) das freie Ende eines Drahtes, auf dem Schwingungen vorhanden sind, so muß die Strom- und Spannungsverteilung ungefähr von der Art sein, wie es Fig. 36 darstellt. Das Stück AB ist dabei $= \frac{1}{4}$ der durch Gl. (1) bestimmten Wellenlänge.

Besteht der Oszillator aus zwei gleichen Hälften, so muß bei der Grundschiwingung in der Mitte des Oszillators ein Strombauch, also Spannungsknoten sich befinden*).

25. Das elektromagnetische Feld in sehr großer Entfernung von einem Oszillator.

a. Es möge die Strombahn eines Oszillators aus einem geraden Drahtstück A B (Fig. 37) bestehen. Die Länge l desselben sei sehr klein gegen die Wellenlänge der Schwingung**), so daß die Stromamplitude an den verschiedenen Punkten des Drahtstückes merklich gleich ist. Dann werden die Beziehungen für die elektromagnetischen Wellen, welche ein solcher Oszillator aussendet, sehr einfach, wenn man sich darauf beschränkt, das elektromagnetische Feld für solche Punkte P

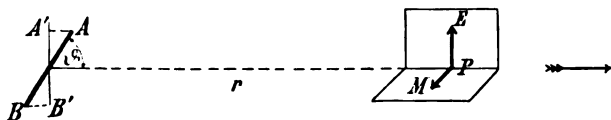


Fig. 37.

zu berechnen, deren Entfernung r von dem Drahtstück sehr groß ist gegen die Wellenlänge der Schwingung.

Für das Feld gelten dann, ganz im Gegensatz zu den statischen Verhältnissen, folgende Sätze:

1. Die Richtung der elektrischen Feldstärke E liegt in der Ebene, die durch den Punkt P und das Drahtstück l ($= AB$) gelegt ist (in Fig. 37 Zeichenebene). Sie ist senkrecht zum Radius r . Die magnetische Feldstärke M steht senkrecht auf jener Ebene.

2. Für die Amplitude der elektrischen und magnetischen Feldstärke gilt:

$$\left. \begin{aligned} E_0 &= \pi \cdot c \cdot \frac{l}{\lambda/2} \cdot \frac{J_0}{r} \sin \vartheta = 2 \pi N \cdot l \sin \vartheta \frac{J_0}{r} \cdot \text{C.G.S.} \\ M_0 &= \pi \cdot \frac{l}{\lambda/2} \cdot \frac{J_0}{r} \sin \vartheta = 2 \pi N \cdot l \sin \vartheta \frac{J_0}{r} \cdot \frac{1}{3 \cdot 10^{10}} \text{ C.G.S.} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

*) Das ist z. B. bei einem Kondensatorkreis der Form Fig. 1 der Fall: an der Stelle F liegt ein Stromknoten. Es folgt aus dem Gesagten, daß die Angabe [18 a], wonach beim Kondensatorkreis die Stromamplitude an allen Punkten dieselbe ist, nur so lange richtig sein kann, als die Länge der Strombahn sehr klein ist gegen $\lambda/2$. Das trifft allerdings bei den praktisch gebrauchten Kondensatorkreisen wohl immer zu.

**) Man könnte dies dadurch realisieren, daß man an die Enden A und B Körper verhältnismäßig großer Kapazität ansetzt [28].

Sie ist proportional der Stromamplitude J_0 , der Frequenz N der Schwingung und der Projektion des Drahtstücks l auf die Richtung senkrecht zu r ($l \sin \vartheta = A'B'$ Fig. 37).

3. Die Phase des elektrischen und magnetischen Felds ist dieselbe*). Die Phasenverschiebung des Felds gegenüber dem Strom hängt von der Entfernung r ab³³). Sie wächst, wie bei allen fortschreitenden Wellen [20b], proportional dem Abstand r und zwar um $2\pi x/\lambda$, wenn der Abstand r um die Strecke x zunimmt. Als annähernd gleichphasig dürfen also die Schwingungen in zwei Punkten mit den Abständen r_1 und r_2 dann betrachtet werden, wenn $r_1 - r_2$ sehr klein ist gegen die Wellenlänge der Schwingung.

b. Man darf die eben angegebenen Resultate benutzen, um das elektromagnetische Feld eines beliebigen Oszillators in einem Punkte P zu berechnen, dessen Entfernung vom

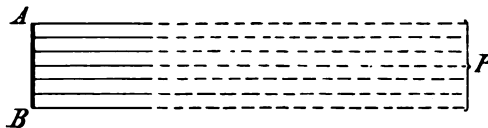


Fig. 38.

Oszillator groß gegen die Wellenlänge der Schwingung ist³⁴). Das Feld ergibt sich richtig aus folgender Rechnungsregel. Man denkt sich die Strombahn des Oszillators in kurze Elemente l_1, l_2 usw. zerlegt, längs deren die Stromamplitude (J_{10}, J_{20} usw.) als merklich konstant betrachtet werden kann. Man berechnet für jedes dieser Stromelemente das Feld nach den in a angegebenen Beziehungen. Die Teilfelder, die man auf diese Weise erhält, setzt man schließlich zu einem resultierenden Feld zusammen**). Dieses ist dann das gesuchte Feld des ganzen Oszillators.

c. Besonders einfach wird das Verfahren dann, wenn die Strombahn AB (Fig. 38) des Oszillators überall dieselbe Richtung hat und wenn das Feld berechnet werden soll für einen sehr entfernten Punkt in der Äquatorebene oder in unmittelbarer Nähe derselben.

Es ist dann der Winkel ϑ [a] für alle Stromelemente $= 90^\circ$, demnach auch die Richtung der einzelnen Teilfelder dieselbe. Merklich gleich ist

*) Vorausgesetzt, daß E und M in der Richtung der Pfeile von Fig. 37 als positiv gerechnet werden.

**) Dabei ist nicht nur auf die eventuell verschiedene Richtung der Teilfelder, sondern auch auf die verschiedene Phase Rücksicht zu nehmen.

außerdem für alle Stromelemente die Entfernung r und demnach die Phase der einzelnen Teilfelder. Unter diesen Umständen ist die Amplitude der resultierenden Feldstärke gleich der Summe der Amplituden in den Teilfeldern, d. h.

$$\left. \begin{aligned} E_0 &= \frac{2\pi c}{\lambda} \cdot \frac{1}{r} \{ l_1 J_{10} + l_2 J_{20} + \dots \} \\ M_0 &= \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{1}{r} \{ l_1 J_{10} + l_2 J_{20} + \dots \} \end{aligned} \right\} \dots \quad (2)$$

Darin bedeutet $\{ l_1 J_{10} + l_2 J_{20} + \dots \}$, daß man für jedes Stromelement das Produkt aus seiner Länge und der in ihm herrschenden Stromamplitude bilden und schließlich alle diese Produkte summieren soll.

Dieses Resultat läßt sich in verschiedener Weise auslegen:

1. Die Größe, die in der Klammer steht, ist nichts anderes als das Produkt aus der Oszillatorlänge und dem Mittelwert $\bar{J}_0^{36)}$ der Stromamplitude auf dem Sender. Man kann die Gleichungen (2) also auch schreiben

$$\left. \begin{aligned} E_0 &= 2\pi c \frac{l}{\lambda} \cdot \frac{\bar{J}_0}{r} = 2\pi N \cdot l \frac{\bar{J}_0}{r} \\ M_0 &= 2\pi \frac{l}{\lambda} \cdot \frac{\bar{J}_0}{r} = \frac{2\pi}{c} N \cdot l \frac{\bar{J}_0}{r} \end{aligned} \right\} \dots \quad (3)$$

2. Da der Mittelwert der Stromamplitude auf dem ganzen Oszillator nicht direkt gemessen werden kann, so ist es bequemer, die Stromamplitude im Strombauch $|J_0|$ einzuführen. Bei gegebener Stromverteilung ist $\bar{J}_0 \propto |J_0|$ oder

$$\bar{J}_0 = \alpha |J_0|.$$

Der durch die Art der Stromverteilung bestimmte Proportionalitätsfaktor α heißt der „Formfaktor“ des Oszillators.

In dem einen Grenzfall, wenn die Stromamplitude auf dem ganzen Oszillator annähernd gleich ist [28], ist natürlich $\alpha = 1$. In dem anderen Grenzfall, wenn die Kurve der Stromverteilung auf jeder Oszillatorhälfte eine durch das Oszillatorenende gehende Gerade ist [31 a], ist $\alpha = 1/2^{36)}$. Ist die Kurve der Stromverteilung eine Sinuskurve der Form Fig. 23, so wird $\alpha = 2/\pi^{*)}$ ³⁷⁾.

*) Setzt man diesen Wert in Gl. 4 S. 46 ein, so erhält man daraus und aus $l = \lambda/2$ [19 b] die Beziehungen 20 d.

Führt man den Formfaktor in die Gl. (3) ein, so erhält man

$$\left. \begin{aligned} E_0 &= 2\pi c \cdot \frac{\alpha l}{\lambda} \cdot \frac{|J_0|}{r} = 2\pi \frac{\alpha l}{\lambda} \cdot \frac{|J_0|}{r} \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ C.G.S.} \\ &= 60\pi \cdot \frac{\alpha l}{\lambda} \cdot \frac{|J_0|_{\text{Amp}}}{r_{\text{cm}}} \cdot \frac{\text{Volt}}{\text{cm}} = 2\pi N \cdot \alpha l \cdot \frac{|J_0|}{r} \\ M_0 &= 2\pi \frac{\alpha l}{\lambda} \cdot \frac{|J_0|}{r} = \frac{2\pi N}{3 \cdot 10^{10}} \cdot \alpha l \cdot \frac{|J_0|}{r} \text{ C.G.S.} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

3. Zu einer geometrischen Interpretation fordert die folgende Tatsache heraus. Denkt man sich die Kurve der Stromverteilung konstruiert, indem man senkrecht zu jedem Stromelement die Stromamplitude als Ordinate aufträgt und die erhaltenen Punkte durch

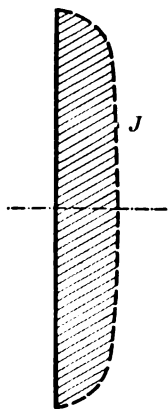


Fig. 39.

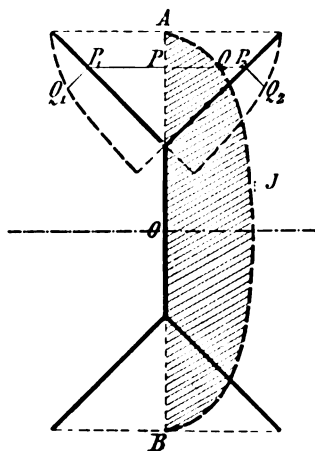


Fig. 40.

eine Kurve verbindet (Fig. 39, gestrichelte Kurve)*), so ist der Inhalt der (in Fig. 39 schraffierten) Fläche, die zwischen Oszillator und Kurve liegt, $= \{l_1 J_{10} + l_2 J_{20} + \dots\}$. Der Inhalt dieser Fläche gibt also nach Gl. (2) ein Maß für die Amplitude des elektromagnetischen Felds in entfernten Teilen der Äquatorebene. Die Kurve der Stromverteilung charakterisiert auch die Fernwirkung.

d. Diese Konstruktion kann in einfacher Weise übertragen werden auf kompliziertere Sender (z. B. der Form Fig. 40)**), bei

*) In Fig. 39 absichtlich willkürlich genommen; für einen geraden linearen Oszillator würde sie eine Sinuskurve sein.

**) Oszillator, der in der Mitte aus einem einfachen, an den Enden aus zwei verzweigten Drähten besteht.

denen die Richtung der einzelnen Stromelemente nicht mehr dieselbe ist. Man zieht durch den Mittelpunkt O des Senders eine Gerade AB senkrecht zur Äquatorebene und von einer Länge, die gleich der Senderhöhe ist. Über den verschiedenen Punkten P dieser Geraden trägt man als Ordinaten PQ auf die Summe der Stromamplituden, die in den Teilen des Senders, welche auf derselben Parallelebene zur Äquatorebene liegen, vorhanden sind (also im Punkt P Fig. 40 die Summe der Stromamplituden P_1Q_1 und P_2Q_2).

Die Fläche (in Fig. 40 schraffiert), die zwischen der entstehenden (in Fig. 40 stark gestrichelten) Kurve und der Geraden AB liegt, ist der Amplitude des elektromagnetischen Felds in sehr weit entfernten Punkten der Äquatorebene proportional*).

e. Wendet man das in b angegebene Verfahren auf einen geschlossenen Oszillator, z. B. einen Kondensatorkreis einfachster

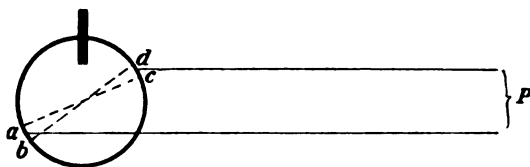


Fig. 41.

Form (Fig. 41), dessen Strombahn sehr klein ist gegen die Wellenlänge der Schwingung, an, so überzeugt man sich leicht, daß er wenig geeignet ist, in sehr großer Entfernung z. B. im Punkte P ein kräftiges Feld zu erzeugen. Die Teilfelder der einzelnen Stromelemente (z. B. von a b und c d Fig. 41) heben sich hier fast vollkommen auf.

Ähnliches gilt auch von Spulen.

26. Die Strahlung eines Oszillators.

In 25 wurde gezeigt, in welcher Weise man für irgend einen Oszillator die Amplitude der elektrischen und magnetischen Feldstärke in weit entfernten Punkten seiner Äquatorebene finden kann. Die Amplitude dieses elektrischen und magnetischen Felds gibt nun auch ein gewisses Maß für die Energie, die der Oszillator ausstrahlt.

a. Denkt man sich nämlich um die Mitte des Oszillators mit einem gegen die Wellenlänge sehr großen Radius eine Kugel gelegt, so ist

*) Diese Konstruktion ist aber nur dann berechtigt, wenn die Breite des Oszillators sehr klein ist gegen die Wellenlänge der Schwingung. Dann ergibt sich die Berechtigung der Konstruktion unmittelbar aus b und c.

die Energiemenge, die durch einen Quadratcentimeter der Kugeloberfläche während einer Periode hindurchfließt,

$$= \frac{1}{8\pi} E_0 M_0 \cdot T,$$

wenn E_0 bzw. M_0 die Amplitude der elektrischen bzw. magnetischen Feldstärke an der betreffenden Stelle bedeutet^{37a)}.

Wäre die Amplitude an allen Stellen ebenso groß wie in der Äquatorebene, so würde die Energiemenge, die während einer Periode durch die ganze Kugeloberfläche F strömt und die demnach auch während einer Periode vom Oszillator ausgestrahlt wurde, einfach

$$= \frac{1}{8\pi} |E_0| |M_0| \cdot T \cdot F$$

sein, wenn $|E_0|$, $|M_0|$ die Amplituden der elektrischen und magnetischen Feldstärke im Äquator bedeuten. Tatsächlich nimmt die Amplitude der Feldstärke vom Äquator nach den Polen ab. Es ist demnach die während einer Periode ausgestrahlte Energie kleiner als der angegebene Ausdruck, etwa

$$= \frac{\gamma}{8\pi} |E_0| |M_0| \cdot T \cdot F,$$

worin γ einen Faktor bedeutet, der von der Art abhängt, wie die Amplitude der Feldstärke vom Äquator nach den Polen abnimmt. Das ist nun tatsächlich bei den verschiedenen Oszillatoren verschieden, aber so wenig, daß der Unterschied für qualitative Überlegungen nicht sehr ins Gewicht fällt*). Man ist demnach berechtigt, aus dem Gesagten den Schluß zu ziehen: Je größer die Amplitude der elektrischen und magnetischen Feldstärke in weit entfernten Teilen der Äquatorebene ist, um so größer ist die Strahlung des betreffenden Oszillators**).

b. Nach 25 ist sowohl E_0 als $M_0 \propto |J_0|$. Es ist also die während einer Periode ausgestrahlte Energie $\propto |J_0|^2 \cdot T$, die pro Sekunde ausgestrahlt oder die Strahlung Σ [21a] $\propto |J|^2_{\text{eff}}$, wenn $|J|^2_{\text{eff}}$ den zeitlichen Mittelwert von $|J|^2$ bedeutet. Es kann demnach die pro Sekunde ausgestrahlte Energie

$$\Sigma = \Re_{\Sigma} \cdot J^2_{\text{eff}} \quad \dots \quad (1)$$

*) In dem Fall sinusförmiger Stromverteilung ist der Faktor $\gamma = 0,61$, in dem anderen Fall — überall gleicher Stromamplitude auf dem ganzen Oszillator — ist $\gamma = 0,67^{38)}$.

**) Die Amplitude des elektromagnetischen Felds in der Nähe des Oszillators gibt durchaus kein Maß für die Größe der Strahlung.

geschrieben werden. Man gelangt also zu einem Ausdruck für den Energieverbrauch durch Strahlung, der demjenigen für den Energieverbrauch durch Wärmeentwicklung im wirksamen Widerstand \Re der Strombahn ($= \Re |J|_{\text{eff}}^2$ [27a]) durchaus analog ist. Wegen dieser Analogie nennt man \Re_r den „Strahlungswiderstand“ des Oszillators.

Aus dieser Definition und den Beziehungen von 25 folgt, daß $\Re_r \sim l^2 \sim N^2$ bzw. $\sim 1/\lambda^2$ sein muß. Es ist (R. R ü d e n b e r g³⁹) annähernd:

$$\begin{aligned}\Re_r &= \frac{8\pi^2 c}{3} \cdot \left(\frac{\alpha l}{\lambda}\right)^2 = \frac{8\pi^2}{3} \cdot \left(\frac{\alpha l}{\lambda}\right)^2 \cdot 10^{10} \text{ C.G.S.} \\ &= 80\pi^2 \cdot \left(\frac{\alpha l}{\lambda}\right)^2 \text{ Ohm [vgl. Tabelle XIII]} \quad . \quad . \quad . \quad (2)\end{aligned}$$

In dem einen Grenzfall (gleiche Stromamplitude auf dem ganzen Oszillator) $\alpha = 1$ [25 c] wird also

$$\Re_r = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \text{ Ohm} = \text{ca. } 800 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \text{ Ohm,}$$

in dem 2. Grenzfall $\alpha = 0,5$

$$\Re_r = 40\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \text{ Ohm} = \text{ca. } 400 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \text{ Ohm.}$$

Für den Fall sinusförmiger Stromverteilung der Form Fig. 23 ($\alpha = 2/\pi$, $l = \lambda/2$) würde Gl. (2) $\Re_r = 80$ Ohm geben. Tatsächlich ist, wie eine genauere Rechnung zeigt⁴⁰, in diesem Falle

$$\Re_r = 73,2 \text{ Ohm.}$$

27. Wirksame Kapazität und wirksamer Selbstinduktionskoeffizient eines Oszillators.

a. Für manche Zwecke ist es bequem, die Frequenz N bzw. Wellenlänge λ und das Joulesche Dekrement b_j eines beliebigen Oszillators in ähnlicher Weise auszudrücken, wie beim Kondensatorkreis:

$$N = \frac{1}{2\pi \sqrt{\Re \mathfrak{L}}}; \quad \lambda = 2\pi c \sqrt{\Re \mathfrak{L}} \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$$b_j = \frac{\Re}{2N\mathfrak{L}} = \pi \Re \sqrt{\frac{\mathfrak{L}}{\Re}} = 2\pi^2 c \frac{\Re \mathfrak{L}^*}{\lambda} \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Die darin auftretenden Größen \Re , \mathfrak{L} , \mathfrak{L}^* bezeichnet man als den „*wirksamen Widerstand*“, *wirksamen Selbstinduktionskoeffizienten* bzw. die *wirksame Kapazität*“.

*) Oder [8 d]

$$b_j = 600\pi^2 \frac{\Re_{\text{Ohm}} \mathfrak{L}_{\text{MF}}}{\lambda_{\text{meter}}} = \text{ca. } \frac{2}{300} \frac{\Re_{\text{Ohm}} \mathfrak{L}_{\text{cm}}}{\lambda_{\text{meter}}}$$

Man kann \Re und \Im in der Weise definieren, daß $\Re |J|^2_{\text{eff}}$ die Energie, die pro Sekunde in Joulescher Wärme verbraucht wird, bezeichnet⁴⁰⁾, wenn $|J|$ den Strom an derjenigen Stelle des Oszillators bedeutet, an welcher die Stromamplitude am größten ist*). \Im und \mathfrak{C} sind dann durch die Gl. 1 und 2 vollkommen bestimmt.

Aus dieser Definition von \Re folgt, daß \Re — und dasselbe gilt dann auch von \mathfrak{C} und \Im — nicht nur von den Dimensionen des Oszillators, sondern auch von der Frequenz und der dadurch bedingten Strom- und Spannungsverteilung abhängen, z. B. für die Grundschwingung und Oberschwingungen verschiedene Werte haben.

Bezeichnet $|\mathfrak{A}_0|$ die höchste auf irgendeinem Teil des Oszillators vorhandene Spannungsamplitude, so besteht zwischen ihr und der höchsten auf dem Oszillator vorhandenen Stromamplitude $|J_0|$ die Beziehung

$$|J_0| = \beta \cdot \omega \mathfrak{C} \cdot |\mathfrak{A}_0| = \beta \cdot \sqrt{\frac{\mathfrak{C}}{\Im}} \cdot |\mathfrak{A}_0|$$

Darin bedeutet β einen Faktor, der in den meisten praktisch vorkommenden Fällen nicht sehr viel von 1 verschieden ist.

b. In derselben Weise wie das Joulesche Dekrement durch den Ohmschen Widerstand bestimmt ist, läßt sich das Strahlungsdekrement δ_r durch den Strahlungswiderstand ausdrücken: es ist

$$\delta_r = \frac{\Re_r}{2N\Im} = \pi \Re_r \cdot \sqrt{\frac{\mathfrak{C}}{\Im}} = 2\pi^2 c \frac{\Re_r \cdot \mathfrak{C}^{**})}{\lambda} \quad (3)$$

§ 3. Zusammengesetzte Oszillatoren.

28. Linearer Oszillator mit zwei gleichen Kapazitäten an den Enden (Hertzscher Sender).

a. Durch die angehängten Leiter^{***)} wird die wirksame Kapazität des Oszillators vergrößert. Infolge davon wird die Frequenz kleiner, die Wellenlänge größer als bei einem einfachen Draht derselben Länge. Der Unterschied ist um so bedeutender, je größer die Kapazitäten an den Enden im Verhältnis zur wirksamen Drahtkapazität sind.

*) Im allgemeinen gleich dem Wert im Strombauch.

***) Oder [S d]

$$\delta_r = 600\pi^2 \frac{\Re_{\text{Ohm}} \mathfrak{C}_{\text{MF}}}{\lambda_{\text{meter}}} = ca \cdot \frac{2}{300} \frac{\Re_{\text{Ohm}} \mathfrak{C}_{\text{cm}}}{\lambda_{\text{meter}}}$$

***) Von diesen Leitern ist hier und im folgenden stillschweigend vorausgesetzt, daß ihre Dimensionen so klein gegen die Wellenlänge sind, daß die Spannung auf denselben als merklich konstant betrachtet werden kann. Bis zu einem gewissen Grade, aber nicht vollkommen, wird das realisiert durch Kugeln, kreisförmige oder quadratische Bleche oder Netze.

b. Die Strom- und Spannungsverteilung muß demnach von der in Fig. 42*) dargestellten Art sein. Je größer die angehängten Kapazitäten im Verhältnis zur wirksamen Drahtkapazität sind, um so weniger weicht die kleinste Stromamplitude auf dem Draht von derjenigen im Strombauch ab, um so mehr nähert sich die Kurve der Stromverteilung einer dem Oszillator parallelen Geraden und der Formfaktor dem Werte 1.

Die Stromamplitude im Strombauch ist so groß, wie sie der Spannungsamplitude $|2'_0|$ im Spannungsbauch nach 24 Gl. (2) entsprechen würde. Tatsächlich ist die höchste auf dem Oszillator auftretende Spannungsamplitude die an der Endkapazität vorhandene. Im Verhältnis zu ihr ist also die Stromamplitude viel größer als bei einem einfachen Draht derselben Länge.

c. Vergleicht man einen solchen Oszillator bezüglich der Fernwirkung mit einem linearen Sender derselben Drahtlänge, so spricht zugunsten des Hertz'schen Senders die große Stromamplitude im Strombauch und der große Wert des Formfaktors [25 c]. Ungünstig würde nach 25 Gl. (2) beim Hertz'schen Sender die größere Wellenlänge wirken. Die Rechnung⁴¹⁾ zeigt aber, daß trotz dieses letzteren Einflusses die Fernwirkung eines Hertz'schen Senders größer ist als diejenige eines linearen Oszillators derselben Drahtlänge, wenn bei beiden die auftretende größte Spannungsamplitude dieselbe ist.

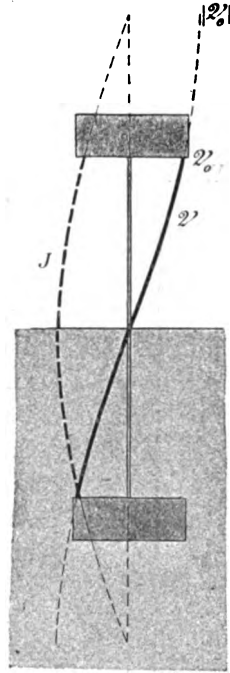


Fig. 42.

29. Linearer Oszillator mit Kapazität an einem Ende.

a. Die Strom- und Spannungsverteilung ist in den Fig. 43 und 44 gezeichnet, in Fig. 43 für eine mäßige**), in Fig. 44 für eine sehr große**) Kapazität. Je größer**) die an dem einen Ende angehängte Kapazität ist, um so größer wird die Wellenlänge der Schwingung, um so weiter rückt infolge davon der Strombauch (Spannungsknoten) von der Mitte des Drahtes weg nach der Kapazität hin.

Ist die angehängte Kapazität extrem groß gegenüber der wirksamen Kapazität des Drahtes, so ist auch der Strombauch (bzw.

*) Bezüglich des getonten Teils in dieser und den folgenden Figuren vgl. 33.

**) Im Verhältnis zur wirksamen Drahtkapazität.

Spannungsknoten) nur noch äußerst wenig von dem angehängten Leiter entfernt: der Draht stellt annähernd eine Viertelwellenlänge dar (Fig. 44).

b. Der Grund, weshalb im letzteren Fall notwendig an der Kapazität ein Spannungsknoten bzw. Strombauch liegt, ist der folgende. Die Spannungsamplitude \mathscr{V}_0 an dem Leiter steht zur Stromamplitude in der Beziehung

$$J_0 = \omega \mathfrak{C} \mathscr{V}_0.$$

Wird die Kapazität \mathfrak{C} des angehängten Leiters extrem groß, so wird bei vorgegebener Stromamplitude \mathscr{V}_0 extrem klein*).

Daraus folgt: Legt man an einer Stelle eines beliebigen Senders einen Leiter sehr großer Kapazität an, so kommt jedenfalls ungefähr an die betreffende Stelle ein Spannungsknoten bzw. Strombauch zu liegen. Befindet sich an der betreffenden Stelle schon vorher ein Spannungsknoten (Strombauch), so ändert das Anlegen des Leiters an der Strom- und Spannungsverteilung nichts.



Fig. 43.

c. Man kann die in Fig. 43 und 44 dargestellten Verhältnisse noch anders auffassen. Es sei vorgegeben das Stück O A Fig. 43 und die Strom- und Spannungsverteilung auf demselben. Man kann diese Strom- und Spannungsverteilung erhalten dadurch, daß man ein symmetrisches Stück

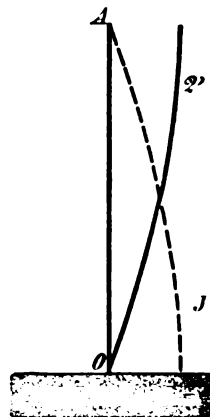


Fig. 44.

O B anschließt, also einen geraden linearen Oszillator herstellt. Man kann aber das symmetrische Stück O B stets ersetzen durch ein kürzeres Stück O C und eine Kapazität \mathfrak{C} . Diese läßt sich immer so wählen, daß auf dem Stück O A die Strom- und Spannungsverteilung und ebenso die Frequenz dieselbe wird wie bei dem symmetrischen Sender A O B (Fig. 43). Je kürzer das Stück O C ist, desto größer muß die Kapazität \mathfrak{C} genommen werden.

30. Linearer Oszillator mit eingeschalteten Kondensatoren⁴²⁾.

a. In einen linearen Oszillator sei im Abstand a von der Mitte je ein Kondensator von derselben Kapazität eingeschaltet. Man ist dann bis zu einem gewissen Grade berechtigt, sich vorzustellen, daß die Kapazität der Kondensatoren und die wirksame Kapazität des Drahtes hintereinander geschaltet sind. Tatsächlich wird durch das Einschalten

*) Da nicht etwa gleichzeitig ω extrem klein wird.

der Kondensatoren die wirksame Kapazität des Oszillators kleiner. Der Erfolg ist eine Steigerung der Frequenz und damit Verkürzung der Wellenlänge, die um so bedeutender ausfällt, je kleiner die eingeschaltete Kapazität im Verhältnis zur wirksamen Kapazität des Drahtes ist.

Die Strom- und Spannungsverteilung muß ungefähr die in Fig. 45 eingezeichnete sein. Das folgt einerseits aus dem in 24 besprochenen Einfluß der Frequenz auf Strom- und Spannungsverteilung, anderseits daraus, daß am Kondensator von der Kapazität \mathcal{C} die Amplitude J_0 des Stromes zur Amplitude der Spannung $\mathcal{V}_1 - \mathcal{V}_2$ zwischen den Kondensatorbelegungen in der Beziehung steht:

$$J_0 = \omega \mathcal{C} (\mathcal{V}_1 - \mathcal{V}_2)_0.$$

b. Läßt man die beiden Kondensatoren in die Mitte des Oszillators zusammenrücken und ersetzt man sie dann durch einen einzigen, so nimmt Strom- und Spannungsverteilung die Form von Fig. 46 an.

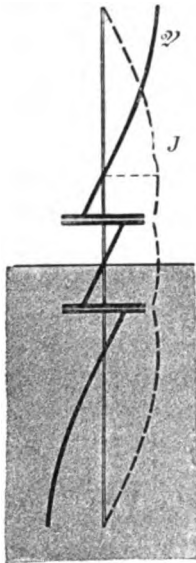


Fig. 45.

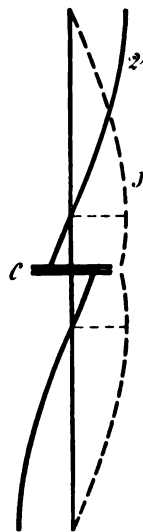


Fig. 46.

c. Wenn die Kapazität der eingeschalteten Kondensatoren bzw. des eingeschalteten Kondensators sehr groß ist gegen die wirksame Kapazität des Drahtes, so ändert das Einschalten die Schwingungsverhältnisse nicht merklich, gleichgültig, an welcher Stelle es erfolgt.

31. Lineare Oszillatoren mit eingeschalteten Spulen⁴²⁾.

a. Durch das Einschalten von Spulen wird der wirksame Selbstinduktionskoeffizient des Oszillators vergrößert. Die Folge ist eine Erniedrigung der Frequenz bzw. Vergrößerung der Wellenlänge. Wie groß die Änderung ist, hängt von den Dimensionen der Spule im Verhältnis zu denjenigen des übrigen Oszillators ab. Für einen bestimmten

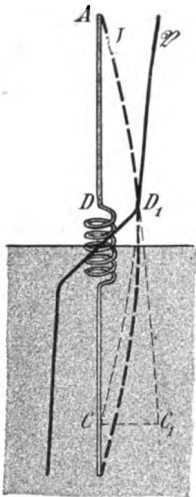


Fig. 47.

Oszillator gibt der Selbstinduktionskoeffizient der Spule ein gutes Maß für die Änderung der Wellenlänge*): je größer der Selbstinduktionskoeffizient einer Spule ist, um so größer ist auch die durch das Einschalten der Spule hervorgerufene Änderung der Wellenlänge.

Die Spannungs- und Stromverteilung muß ungefähr diejenige sein, wie sie in Fig. 47 dargestellt ist unter der Annahme, daß die Strecke $AC = \frac{1}{4}$ der Wellenlänge ist. Von der Stromkurve liegt nur der dem Stromknoten benachbarte Teil auf dem Draht. Der Mittelwert der Stromamplitude ist also verhältnismäßig gering, ebenso ist die höchste auf dem Oszillator auftretende Stromamplitude viel geringer, als sie bei einem geraden linearen Oszillator derselben Spannungsamplitude entsprechen würde.

Je größer der Selbstinduktionskoeffizient der eingeschalteten Spule ist, um so größer wird die Wellenlänge der Schwingung im Verhältnis zur Oszillatorlänge, um so mehr nähert sich die Kurve der Stromverteilung auf jeder Oszillatorhälfte einer durch das Oszillatorenende gehenden Geraden und der Formfaktor α dem Werte $\frac{1}{2}$.

b. Die Spule trägt zur Fernwirkung nichts Wesentliches bei [25 c], die Stromverteilung auf dem geraden Teil des Oszillators und die in Folge davon geringe Größe des Formfaktors ist für die Fernwirkung sehr ungünstig, die Verlängerung der Wellenlänge durch die Spule macht sich in derselben Richtung geltend. Alles wirkt zusammen, um die Fernwirkung, damit auch den Strahlungswiderstand eines solchen Oszillators bei derselben Länge und Spannungsamplitude bedeutend geringer zu gestalten als bei einem geraden linearen Oszillator.

Da ferner die wirksame Kapazität eines Oszillators der Form von Fig. 47 sich nicht erheblich unterscheidet von derjenigen eines linearen Oszillators derselben Länge, während der wirksame Selbstinduktions-

*) Wenigstens bei den praktisch vorkommenden Fällen.

koeffizient viel größer ist, so folgt aus 27 Gl. 3, daß das Strahlungsdekrement eines Oszillators mit eingeschalteten Spulen viel kleiner ist als bei einem geraden Oszillator derselben Länge.

32. Linearer Oszillator mit eingeschalteten Spulen und Kondensatoren.

a. Die Erniedrigung der Frequenz, welche durch eingeschaltete Spulen hervorgerufen wird, läßt sich entweder ganz oder teilweise kompensieren oder in eine Erhöhung verwandeln durch das Einschalten von Kondensatoren [30]. Welcher von diesen drei möglichen Fällen eintritt, hängt unter sonst gleichen Umständen von der Kapazität der Kondensatoren und dem Selbstinduktionskoeffizienten der Spulen ab. Überwiegt die Wirkung der Spulen, so ist die Strom- und Spannungsverteilung vom Charakter der in Fig. 47 dargestellten, im entgegengesetzten Fall vom Charakter der Fig. 45 oder 46.

Wenn die Wirkung der Spulen auf die Frequenz gerade kompensiert wird durch die eingeschalteten Kondensatoren, so ist die Strom- und Spannungsverteilung auf dem geraden Teil des Oszillators (Fig. 48) ungefähr dieselbe wie bei einem geraden linearen Oszillator derselben Länge.

b. In einer Beziehung unterscheidet sich aber auch in diesem Fall der in Fig. 48 dargestellte Oszillator*) sehr wesentlich von einem einfachen geraden Oszillator derselben Länge: das Strahlungsdekrement ist bei ersterem sehr viel geringer, wie sich aus den Beziehungen von 26 und 27 b unmittelbar ergibt. Man bezeichnet deshalb häufig Oszillatoren der in Fig. 48 abgebildeten Form als „Sender mit verminderter Strahlungsdämpfung“.



Fig. 48.

33. Geerdete Oszillatoren.

Nach 29 kann man die eine Hälfte eines geraden linearen Oszillators ersetzen durch eine in der Mitte (im Strombauch) angelegte**) Kapazität, ohne daß dadurch auf der übrigbleibenden Oszillatorhälfte die Strom- und Spannungsverteilung der Grundschiwingung merklich ge-

*) Man hat sich Fig. 48 durch eine symmetrische Hälfte nach unten ergänzt zu denken.

**) D. h. unmittelbar zur Berührung gebrachte, nicht etwa durch eine beliebig lange Drahtleitung verbundene.

ändert wird. Das gilt durchaus nicht nur vom linearen Sender, sondern ebenso von jedem der im vorhergehenden besprochenen Oszillatorarten.

Als solche große Kapazität kann bis zu einem gewissen Grade auch die Erde aufgefaßt werden, vorausgesetzt, daß sie an der betreffenden Stelle sehr gut leitend ist. Denkt man sich also bei den früher beschriebenen Oszillatoren die eine Hälfte weg, die übrigbleibende Hälfte unmittelbar mit einem sehr gut leitenden Teil der Erde in Berührung gebracht, „geerdet“, so bleibt die Strom- und Spannungsverteilung der Grundschiwingung ungeändert. Die Strom- und Spannungscurven der Fig. 42 bis 48 stellen also die Strom- und Spannungsverteilung auch dann richtig dar, wenn nur die eine Senderhälfte vorhanden, die andere, in dem getonten Teil befindliche, durch eine sehr gut leitende Erde ersetzt ist.

Auch was im vorhergehenden über die Frequenz bzw. Wellenlänge der Grundschiwingung bei den symmetrischen Oszillatoren gesagt war, behält für die geerdeten Hälften derselben seine Gültigkeit.

Kapitel III.

Der Wechselstromkreis hoher Frequenz⁴³⁾.

§ 1. Widerstand, Selbstinduktionskoeffizient und Kapazität.

34. Stromverteilung auf dem Querschnitt massiver Drähte.

Bei Gleichstrom und auch annähernd noch bei den technischen Wechselströmen ist die Strömung an allen Teilen eines Drahtquerschnitts dieselbe. Im Gegensatz dazu ist bei der Frequenz der draht-

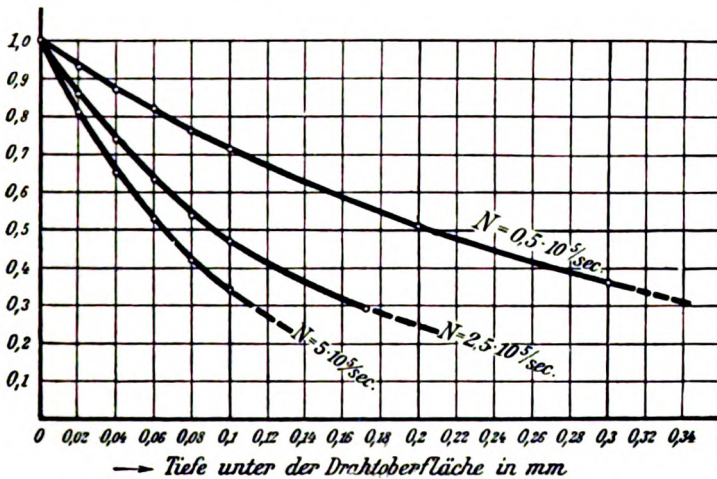


Fig. 49.

losen Telegraphie die Strömungsamplitude in geraden Drähten immer am größten in unmittelbarer Nähe der Drahtoberfläche. Sie nimmt nach dem Drahtinnern ab und zwar um so mehr, je größer die Frequenz der Schwingung, das Leitvermögen und die Permeabilität des Drahtes ist. Sie kann so rasch abnehmen, daß praktisch fast der ganze Strom auf eine äußerst dünne Oberflächenschicht beschränkt bleibt (sog. „Skinneffekt“).

In Fig. 49*) ist der Abfall der Strömungsamplitude bei Kupferdrähten für verschiedene Tiefen unter der Oberfläche und verschiedene Frequenzen dargestellt.

35. Selbstinduktionskoeffizient ⁴⁴⁾.

In dem Falle eines ausgesprochenen Skineffekts ist ein magnetisches Feld im Innern des Drahtes fast nicht vorhanden. Während bei Gleichstrom der Selbstinduktionskoeffizient eines Stromkreises immer aus zwei Teilen besteht, einem vom magnetischen Feld im Innern des Drahtes und einem vom Feld außerhalb des Drahtes herrührenden, fällt bei schnellen Schwingungen der erste Teil — er beträgt bei nicht ferromagnetischen geraden Drähten von der Länge l cm $1/2$ C.G.S. — fast vollkommen weg. Man macht bei geraden oder annähernd geraden massiven Drähten keinen in Betracht kommenden Fehler, wenn man den ersten Teil einfach vernachlässigt und den „*wirksamen Selbstinduktionskoeffizienten*“ \mathfrak{L} für schnelle Schwingungen aus demjenigen für Gleichstrom (vgl. Tab. VI) dadurch berechnet, daß man von demselben $1/2$ C.G.S. abzieht. Bei stark gekrümmten Drähten sind aber die Verhältnisse viel weniger einfach**) (vgl. 37).

Wenn aber die Ausbildung eines Skineffekts durch Verwendung von richtig verdrehten und verflochtenen Litzen aus isolierten Drähten [36 d] verhindert wird, so kann der wirksame Selbstinduktionskoeffizient \mathfrak{L} bei Schwingungen von demjenigen L bei Gleichstrom nicht merklich abweichen und zwar gleichgültig, ob die Strombahn annähernd gerade ist oder aus einer einlagigen Spule⁴⁵⁾ besteht.

36. Widerstand von geraden Drähten.

Eine weitere Folge der ungleichförmigen Stromverteilung ist, daß für den Widerstand eher der Querschnitt der dünnen Oberflächenschicht, auf welche der Strom konzentriert ist, als der Querschnitt des ganzen Drahtes in Betracht kommt. Tatsächlich ist der sogenannte „*wirksame*“ Widerstand \Re eines Drahtes — auch *effektiver*, *Leistungs*-

*) Der Minimalradius, für den die Kurven von Fig. 49 noch gelten, ist bei $N = 0,5 \cdot 10^5/\text{sec.}$ ungefähr 3 mm, bei $N = 2,5 \cdot 10^5/\text{sec.}$ ungefähr 1,6 mm und bei $N = 5 \cdot 10^5/\text{sec.}$ ungefähr 1,1 mm. Bei dünneren Drähten erfolgt der Abfall der Amplitude weniger rasch.

**) Der Selbstinduktionskoeffizient von Spulen aus massiven Drähten kann bei Schwingungen um ca. 20 % kleiner sein als bei Gleichstrom⁴⁵⁾. Formeln für den Selbstinduktionskoeffizienten L von Spulen in Tab. VI.

oder *Wechselstromwiderstand* genannt — bei schnellen Schwingungen [8 a] ein ganz anderer als derjenige (R) bei Gleichstrom. Der Unterschied ist um so größer, je größer die Frequenz der Schwingung, der Radius, das Leitvermögen und die Permeabilität des Drahtes ist⁴⁶⁾.

a. Der Widerstand von *Kupferdrähten* verschiedener Dicke kann für die verschiedenen Frequenzen der drahtlosen Telegraphie aus der Tab. VII am Ende des Buches entnommen werden. Der Widerstand von *Eisendrähten* ist wegen der höheren Permeabilität sehr viel höher, so daß ihre praktische Verwendung schon aus diesem Grunde sich verbietet.

b. Für *sehr dünne Drähte*, besonders wenn sie aus Metall von geringem Leitvermögen hergestellt sind, ist der wirksame Widerstand bei den Schwingungen der drahtlosen Telegraphie nur wenig verschieden von demjenigen bei Gleichstrom und zwar um so weniger, je geringer die Drahtdicke ist. Diejenigen Drahtdicken, für welche der Unterschied eben 1 % ist, sind in Tab. VIII für verschiedenes Material und verschiedene Frequenzen angegeben.

Als genügend induktionsfreie, von der Frequenz praktisch unabhängige Widerstände⁴⁷⁾ lassen sich verwenden für geringe Belastung dünne Drähte aus Konstantan, Manganin, Nickelin*), für größere Belastung Litzen aus einzelisolierten solchen Drähten, Bogenlampenkohlen und Graphitstifte, auch Glasröhren mit einem Elektrolyten z. B. CuSO_4 -Lösung.

c. In engstem Zusammenhang mit dem Skineffekt stehen die folgenden Erscheinungen.

1. Eine *Kupferrohre* von nicht etwa extrem geringer Wandstärke besitzt für schnelle Schwingungen merklich denselben Widerstand wie ein massiver Draht desselben Durchmessers.

2. *Verzinnete Kupferdrähte* sind ungünstig: da der Strom wesentlich in dem schlecht leitenden Zinn verläuft, so ist der Widerstand größer als bei unverzinneten Kupferdrähten.

3. *Verkupferte Stahldrähte* übertreffen Kupferdrähte nur wenig an Widerstand: sie gestatten die gute Leitfähigkeit des Kupfers und die große Zugfestigkeit des Stahls gleichzeitig auszunutzen, z. B. bei Antennen, die großen Winddruck auszuhalten haben**).

d. Ein wesentlicher Unterschied zwischen dem Widerstand bei Gleichstrom und demjenigen bei den Schwingungen der drahtlosen Telegraphie besteht darin, daß der erstere $\propto 1/r^2$, der letztere (bei einigermaßen dicken Drähten) $\propto 1/r$ (r = Drahtradius) ist.

*) Bequem sind die Widerstandsbänder mit Asbestisolation der Firma Schniewindt (Neuenrade i. W.).

***) Galvanisierte Stahldrähte besitzt z. B. die Antenne des Eiffelturms⁴⁸⁾.

Bei Gleichstrom kommt es demnach für den Widerstand einfach auf den durchströmten Querschnitt an. Ob man einen einzigen massiven Draht oder mehrere parallel geschaltete dünnere von zusammen demselben Querschnitt verwendet, ist gleichgültig.

Bei Schwingungen ist es günstiger, statt einzelner dicker massiver Drähte oder Röhren Litzen von sehr dünnen, einzelisolierten Drähten oder auch flache Bänder, welche aus solchen Litzen geflochten sind, zu benutzen*). Nur ist dabei zu vermeiden, daß nicht in der Litze eine ähnliche Stromverteilung eintritt wie beim massiven Draht, d. h. der Strom fast ausschließlich in den an der Oberfläche gelegenen Drähten fließt. Man sucht das dadurch zu verhindern, daß man die Drähte der Litze verdreht oder verflecht. Besteht dann die Strombahn z. B. aus einem Kreis, so kommt bei richtiger Verflechtung oder Verdrehung jeder Draht der Litze ebenso oft an die Außenseite wie an die Innenseite des Kreises zu liegen und die Stromamplitude wird in allen Drähten dieselbe.

Während ferner bei Gleichstrom, abgesehen vom Material, nur die Größe des Querschnitts den Widerstand bestimmt, kommt für den wirksamen Widerstand bei schnellen Schwingungen auch die Form des Querschnitts in Betracht. Dünne Kupferbänder⁴⁹⁾ z. B. haben bei demselben Querschnitt im allgemeinen einen kleineren Widerstand als zylindrische Kupferdrähte; doch wächst auch bei ihnen der wirksame Widerstand schnell mit der Frequenz, wenn sie nicht sehr dünn sind.

37. Der Widerstand von Spulen⁴⁵⁾.

Als Strombahn mit einigermaßen beträchtlichen Selbstinduktionskoeffizienten kommen im Gebiete der drahtlosen Telegraphie nur Spulen in Betracht und zwar in der Form von „Zylinderspulen“ (Fig. 50 u. 51) oder in der Form von „Flachspulen“ (Fig. 52, 53 u. 54, vgl. auch die in Fig. 236 mit 28 bezeichnete, sehr viel verwendete Spulenform).

a. Wenn diese Spulen aus massiven Drähten angefertigt sind, so erleidet die Stromverteilung auf dem Querschnitt gegenüber den Ver-

*) Der erste Vorschlag verflochtene Seile von dünnen isolierten Drähten für Hochfrequenzkreise zu verwenden, rührt wohl von N. Tesla⁵⁰⁾ her. In die Elektrotechnik wurden sie durch F. Dolezalek eingeführt. — Solche Litzen werden von den verschiedensten Firmen (z. B. Fabrik isolierter Drähte, vormals C. Vogel, Adlershof bei Berlin) angefertigt, sind aber durchaus nicht gleichwertig. Sehr gebräuchlich sind Litzen aus Emailledraht (Draht mit sehr dünner Emailleisolierung) von 0,07 mm Durchmesser.

hältnissen bei geraden massiven Drähten noch eine weitere Komplikation. Die Stromamplitude ist nicht mehr symmetrisch bezüglich der Drahtachse verteilt, sondern beträchtlich stärker an der Innenseite als an der Außenseite der Spule. Diese unsymmetrische Stromverteilung hat eine Erhöhung des Widerstandes zur Folge und zwar kann der wirksame Widerstand von Spulen unter den Bedingungen der drahtlosen Telegraphie noch $1\frac{1}{2}$ –2 mal größer werden als derjenige von geraden Drähten unter denselben Bedingungen.

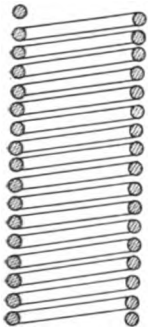


Fig. 50.

Beträchtlich größer kann der Energieverbrauch und damit der wirksame Widerstand der Spulen werden, wenn sie so gebaut sind, daß ein großer Teil der magnetischen Induktions-

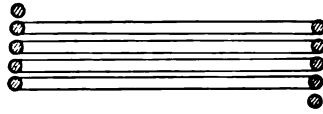


Fig. 51.

linien (z. B. an den Enden der Spule) die Spulendrähte durchschneidet.

Auch hier läßt sich der wirksame Widerstand unter Umständen herunterdrücken, wenn man an Stelle von Drähten mit kreisförmigem Querschnitt dünne, breite Kupferbänder oder noch besser Schnüre aus einzelisolierten, verdrehten dünnen Drähten oder Litzen bzw. Bänder, die aus solchen parallel geschalteten Schnüren geflochten sind, verwendet. Wie weit die dadurch erzielte Verminderung des wirksamen Widerstandes geht, hängt unter sonst gleichen Umständen von der Dicke der verwendeten Drähte und in hohem Maße von der Art der Verdrehung und Verflechtung und der Form der Spule ab.

b. Bei Spulen mit mehreren Windungslagen kann auch noch ein Verlust durch dielektrische Hysteresis hinzukommen. Zwischen je zwei Windungslagen

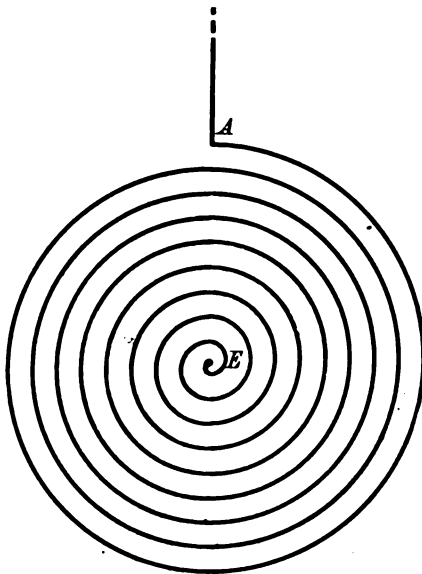


Fig. 52.

entsteht bei Wechselstrom eine verhältnismäßig hohe Spannung und damit ein verhältnismäßig intensives Wechselfeld, das im Isolationsmaterial Anlaß zu Energieverlusten geben kann. Mehrlagige Spulen

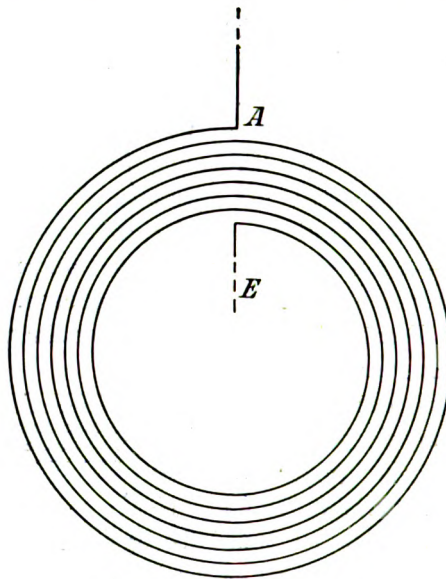


Fig. 53.

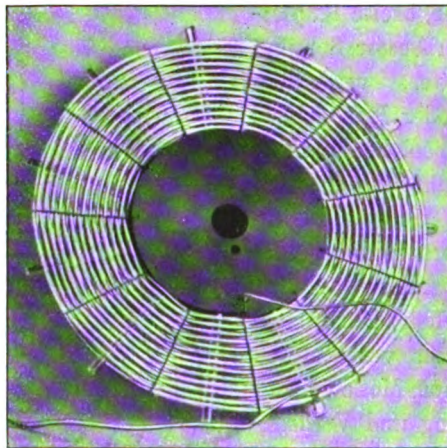


Fig. 54.

51)

sind aus diesem Grunde, und da sie auch sonst größere Energieverluste geben, nicht zu empfehlen.

38. Spulen mit veränderlicher Selbstinduktion⁵²⁾.

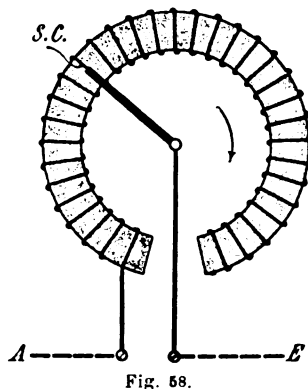
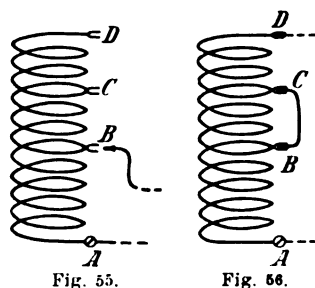
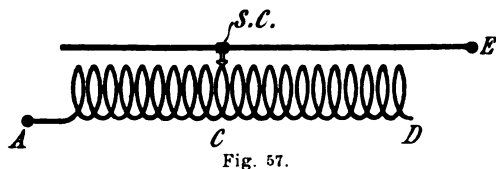
a. Veränderung der Selbstinduktion in großen Stufen erhält man am einfachsten dadurch, daß von einer Spule z. B. durch Steckkontakte mehr oder weniger Windungen eingeschaltet werden, bei der

Spule Fig. 55 z. B., indem als Zuleitung der Punkt A, als Ableitung die Punkte B oder C oder D benützt werden.

Wenn der Steckkontakt bei B sich befindet, so kann das Stück B D zusammen mit Teilen der Strombahn einen Oszillator darstellen, der mit der Strombahn direkt gekoppelt ist [52 b]; die Schwingungen dieses Systems können unter Umständen unangenehme Störungen veranlassen. Außerdem können in dem freien Stück, das von den magnetischen Induktionslinien des eingeschalteten Spulenteils A B durchsetzt wird, Verluste durch Wirbelströme entstehen. Man tut deshalb gut, die Spulen so zu wählen, daß das freie Stück B D nicht zu groß wird.

Unter keinen Umständen darf die Veränderung der Selbstinduktion dadurch erfolgen, daß ein Teil der Spulenwindungen (z. B. B C, Fig. 56) kurz geschlossen wird. Es würden starke Ströme in dem kurzgeschlossenen Teil induziert und dadurch ein erheblicher Energieverlust hervorgerufen werden.

b. Eine Veränderung der Selbstinduktion in kleinen Stufen erreicht man durch Schleifkontakte. Fig. 57 zeigt das Verfahren bei



einer Zylinderspule, Fig. 58 bei einer Abart derselben, der „Ringspule“. Die letztere hat den Vorteil, daß ihr magnetisches Feld fast ganz im Innern der Spule verläuft und deshalb viel weniger Wirbelströme in benachbarten Leitern und Störungen in benachbarten Stromkreisen hervorruft. Der Nachteil derselben ist die Schwierigkeit ihrer Herstellung.

Bei Spulen der Form Fig. 57 u. 58 ist sorgfältig darauf zu achten, daß der Schleifkontakt einerseits eine gute Verbindung darstellt, anderseits nicht zwei Drähte gleichzeitig berührt und dadurch die dazwischenliegende Windung kurz schließt.

c. Eine stetige Veränderung der Selbstinduktion ist in besonders einfacher Weise bei Flachspulen (Fig. 59) möglich, die zu

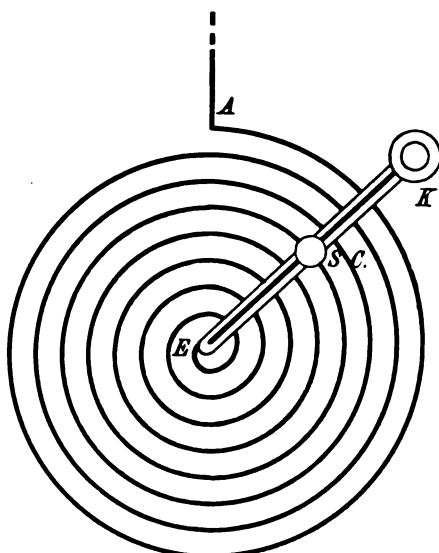


Fig. 59.

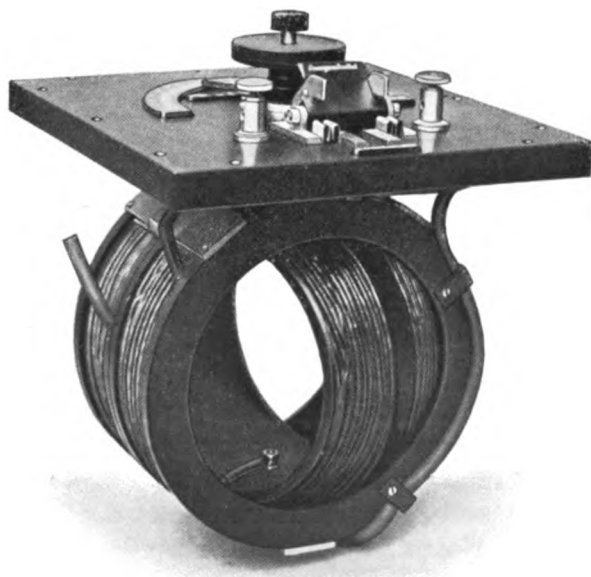


Fig. 60.

diesem Zweck mit einem drehbaren Arm K und einem verschiebbaren Schleifkontakt SC versehen werden.

Auch Zylinderspulen lassen sich dafür einrichten, indem ähnlich, wie bei der Kohlrausch'schen Walzenbrücke, die Zylinderspule drehbar eingerichtet und durch die Drehung ein Schleifkontakt längs derselben verschoben wird, oder indem, ähnlich wie bei den Wheatstoneschen Widerständen, von dem blanken und biegsamen Draht der Spule ein größerer oder kleinerer Teil auf einen blanken Metallzylinder abgewickelt wird.

Die am meisten gebrauchte Anordnung für stetig veränderliche Selbstinduktion (in der Praxis „Variometer“ genannt) besteht aus zwei

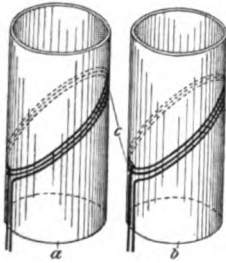


Fig. 61.

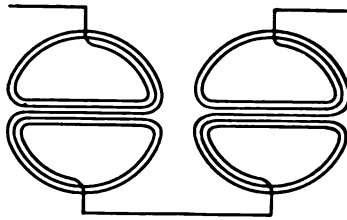


Fig. 62.

Spulen, die parallel oder hintereinander geschaltet sind und deren gegenseitige Lage stetig veränderlich ist. Fig. 60 zeigt ein solches Variometer von G. Seibt bzw. C. Lorenz, bei dem eine Spule innerhalb der anderen gedreht werden kann. Die Selbstinduktion ist ein Maximum, wenn die beiden Spulen parallel stehen und in demselben Sinne durchströmt werden, ein Minimum, wenn die beiden Spulen parallel, aber so stehen, daß die Strömungsrichtung entgegengesetzt ist. Ein anderer ähnlicher Vorschlag (C. Lorenz) ist in Fig. 61 skizziert: die beiden Zylinder sollen ineinander gesteckt und der eine drehbar eingerichtet werden. Eine sehr viel gebrauchte Anordnung ist in Fig. 236 abgebildet (Ges. f. drahtl. Tel.): von den drei Flachspulen (in Fig. 236 mit 28 bezeichnet) ist die mittlere drehbar.

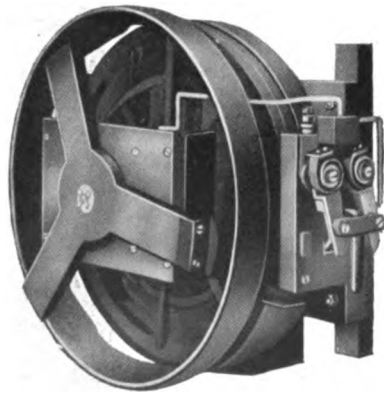


Fig. 63.

Besonders hübsch ist die Konstruktion des Variometers von R. Rendahl⁵³⁾ (Ges. f. drahtl. Tel.). Zwei Flachspulen der in Fig. 62 skizzierten Wicklungsart sind übereinander (in Fig. 62 nebeneinander gezeichnet) auf gemeinsamer Achse angebracht. Die eine von beiden ist drehbar. Wird sie so gedreht, daß diejenigen Hälften der beiden

Spulen, in denen der Strömungssinn derselbe ist, sich übereinander befinden, so ist der Selbstinduktionskoeffizient ein Maximum. Wird sie aus dieser Stellung um 180° gedreht, so wird der Selbstinduktionskoeffizient ein Minimum. Der Vorteil dieses Variometers besteht in seinem geringen Volumen (Fig. 63 zeigt das ausgeführte Instrument für

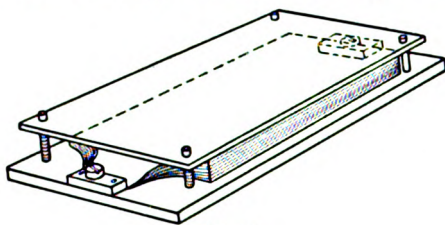


Fig. 64.

starke Ströme und ziemlich hohe Spannungen) und in der geringen Streuung der magnetischen Kraftlinien nach außen; durch Neben- bzw. Hintereinanderschalten der beiden Spulen verfügt man über einen sehr großen Bereich von Selbstinduktionskoeffizienten.

39. Kondensatoren mit unveränderlicher Kapazität⁵²⁾.

a) Plattenkondensatoren.

Als Plattenkondensatoren für große Kapazität sind Papierkondensatoren nur da, wo es sich um ganz kleine Spannungen handelt,



Fig. 65.

51)

zu benutzen, oder sie müssen in genügender Zahl hintereinander geschaltet werden. Sonst werden Glimmer- (Fig. 64) oder Glasplatten-

kondensatoren mit Belegungen aus Stanniol oder einem dünnen Blech verwendet. Glimmer als Isolationsmaterial gestattet vermöge seiner

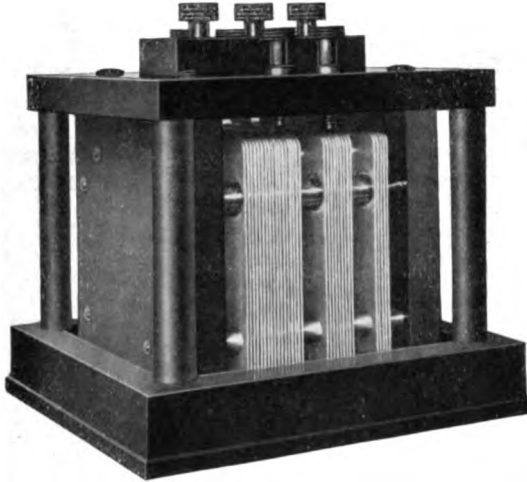


Fig. 66.

b)

vorzüglichen Durchschlagsfestigkeit und seiner verhältnismäßig großen Dielektrizitätskonstante den Kondensatoren sehr kleine Dimensionen zu geben*), verursacht aber auch ganz erhebliche Verluste durch dielektrische Hysteresis, wenn die Belastung nicht ganz niedrig gehalten wird.

Wo die Verluste in den Kondensatoren möglichst klein sein müssen, ist man auf Luft oder Öl als Isolationsmaterial angewiesen. Ausführungsformen von Luftkondensatoren sind in Fig. 65 (Normalkondensator nach G i e b e) und Fig. 66 (Normalkondensator von E. H u t h) abgebildet. Eine etwas andere Anordnung zeigt der schematische Schnitt Fig. 67 durch einen Ölkondensator nach J. A. F l e m i n g. Bei Luftkondensatoren muß große Sorgfalt darauf verwendet werden, daß nicht durch Sprühen (erster Art [14a]) oder mangelhafte Isolation der zur Befestigung der Platten dienenden Isolatoren der Vorteil unmerklichen Energieverlusts, den gute Luftkondensatoren bieten, verloren geht. Es empfiehlt sich, diese Kon-

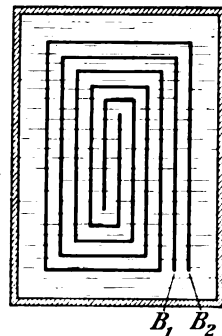


Fig. 67.

*) Dimensionen eines Glimmerkondensators von 1000—1500 Volt Durchschlagsspannung z. B. für ca. 0,01 MF $26 \times 54 \times 8$ mm; für ca. 0,2 MF $26 \times 54 \times 14$ mm (C. Lorenz).

satoren in Kästen aus Glas oder ähnlichem einzuschließen und die Luft im Innern durch metallisches Natrium sorgfältig zu trocknen.

Ein Luftkondensator für hohen Druck (Preßgaskonden-



Fig. 68.

55)

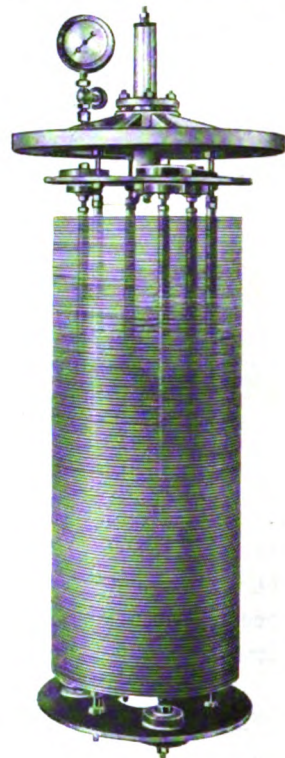


Fig. 69.

55)

sator) von der Form, wie sie auf Anregung von R. A. Fessenden durch die Nat. El. Sign. Co. gebaut wird, ist in den Fig. 68 und 69 abgebildet (über die Vorteile von Preßgas vgl. b).

b) Zylinderkondensatoren.

Die bekannteste Form des Zylinderkondensators, Leidener (bzw. Kleistsche) Flasche, besitzt als Isolationsmaterial Glas. Für die Wahl des Glases ist der Gesichtspunkt möglichst geringer Hysteresisverluste und möglichst geringen Leitvermögens maßgebend, für die Form der Flasche möglichst geringer Einfluß des Sprühens [86]. In letzter Beziehung bedeutet eine lange, schmale Flaschenform einen prinzipiellen Vorteil (vgl. die Flaschenbatterie der Ges. f. drahtl. Tel. in Fig. 70).

Besonders günstig bezüglich des Sprühens sind die Leidener Flaschen von J. Moscicki*) (Fig. 71), bei denen der obere Teil der Flasche verjüngt und verstärkt (Fig. 72) ist. Beide Mittel sind sehr geeignet, den Einfluß des Sprühens herabzudrücken. Die Verstärkung erhöht auch die

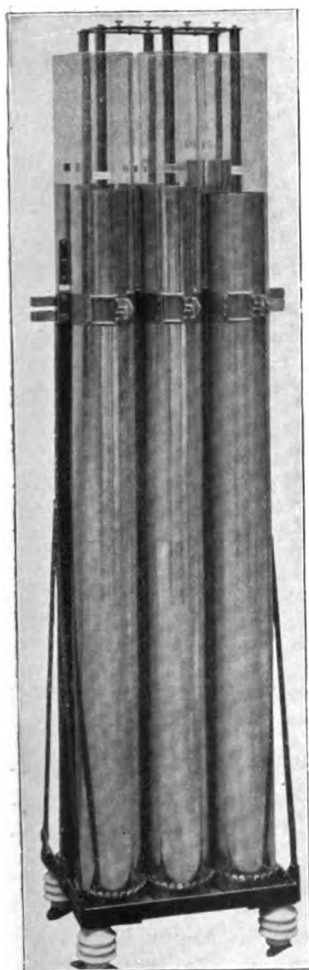


Fig. 70.

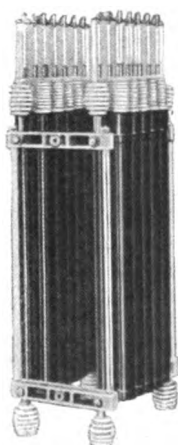


Fig. 71.

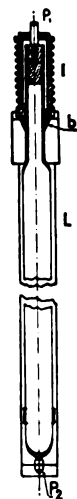


Fig. 72 a.

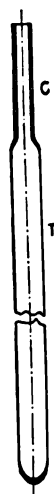


Fig. 72 b.

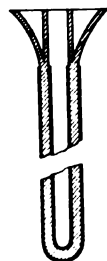


Fig. 73.

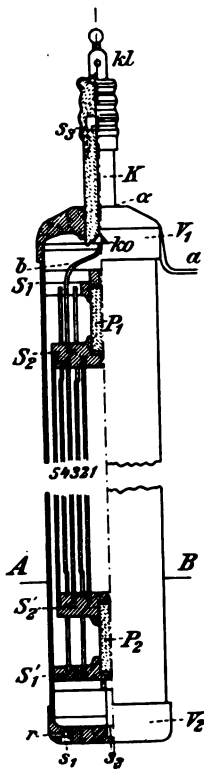
Durchschlagsfestigkeit der Flasche, da erfahrungsgemäß Leidener Flaschen meist am oberen Rand der Belegungen durchschlagen.

Die Konstruktion dieser Kondensatoren ist im übrigen aus Fig. 72 ersichtlich, in de: P_1 und P_2 die Zuleitungen zu den beiden Belegungen, L eine Metallröhre, b einen

*) Zu beziehen von der Firma Wohllleben & Weber in Saarbrücken, aus deren Broschüre die Fig. 71 und 72 a u. b entnommen sind ⁵⁶⁾.

Kautschukstöpsel, J einen Porzellanisolator bedeutet. Die Belegung besteht aus einer chemisch erzeugten dünnen Silberschicht, die von einer dickeren Kupferschicht bedeckt ist. Die Flaschen sind mit einer schwer gefrierbaren Mischung von destilliertem Wasser und Glycerin gefüllt, die einen guten Kontakt zwischen der Zuleitung P_1 und der inneren Belegung herstellen soll. Gleichzeitig wird dadurch eine zu rasche Erwärmung der Flasche verhindert.

Ein anderes Mittel, um die Durchschlagsfestigkeit zu erhöhen und den Einfluß des Sprühens zu vermindern, ist in Fig. 73 (Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft) dargestellt.



Schnitt A-B
Fig. 74.

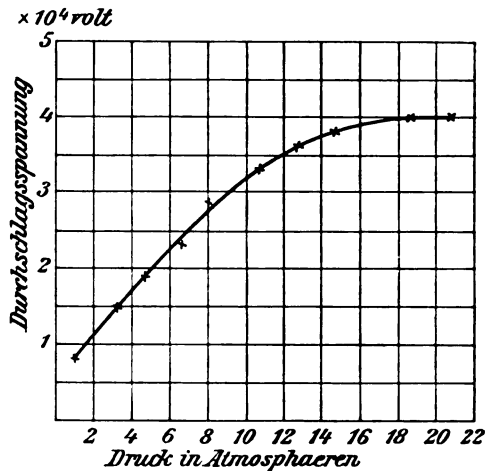


Fig. 75.

Das Dielektrikum ist in zwei Teile geteilt, der äußere Teil schirmartig abgebogen.

Für alle Zwecke, in denen es auf möglichst geringen Energieverlust ankommt, sind vorzüglich geeignet die von M. Wien¹⁷⁾ konstruierten sehr handlichen Preßgaskondensatoren*). Ihr Bau ist aus Fig. 74 ersichtlich. Die Füllung derselben mit Preßgas (Kohlensäure von 20 Atmosphären) hat eine ganz erhebliche Zunahme der Durchschlagsfestigkeit und zwar eine größere, als wenn sie mit gutem Öl gefüllt wären, zur Folge, so daß die Flaschen unbedenklich bis ca. 35 000 Volt trotz des geringen Abstands zwischen den Zylindern (3 mm) benutzt werden können (vgl. die Kurve von Fig. 75, welche

*) Für Laboratoriumszwecke zu beziehen von Mechaniker Cremer (Technische Hochschule, Darg).

die Abhängigkeit der Durchschlagsspannung vom Gasdruck bei solchen Flaschen darstellt). Sie drückt auch das Sprühen (1. Art) derartig herab,



Fig. 76.

daß bis zu Spannungen von ca. 35 000 Volt ein Einfluß des Sprühens nicht hat festgestellt werden können⁵⁷⁾.

40. Kondensatoren mit veränderlicher Kapazität⁵²⁾.

Kondensatoren, deren Kapazität wie bei den in Fig. 76 abgebildeten, in Stufen verändert werden kann, sind wenig gebräuchlich. Vielfach

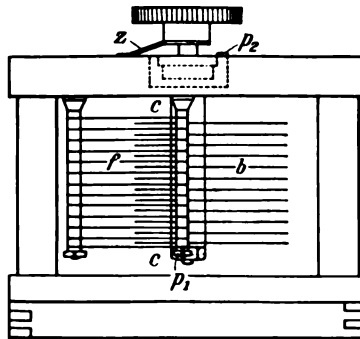


Fig. 77.

hat man an Stelle davon Batterien von Leidener Flaschen benutzt und die Zahl der Flaschen nach Bedürfnis variiert.

Bei den Kondensatoren mit stetig veränderlicher Kapazität wird allgemein die Veränderung der Kapazität dadurch hervorgerufen, daß die gegenseitige Lage der beiden Belegungen geändert wird.

Die ersten Kondensatoren dieser Art hat wohl A. K ö p s e l^{57a)} in die Praxis der drahtlosen Telegraphie eingeführt und zwar in der Form Fig. 77.



Fig. 78.

Die eine Belegung derselben wird durch ein festes System von halbkreisförmigen Platten (f, Fig. 77) gebildet, die andere bewegliche Belegung

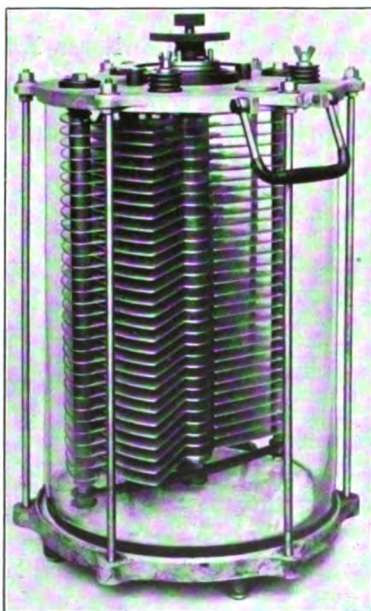


Fig. 79.

besteht ebenfalls aus einem System von halbkreisförmigen Platten (b, Fig. 77), die mehr oder weniger in die Zwischenräume zwischen den

festen Platten hineingedreht werden können. Je größer der Sektor des drehbaren Systems ist, der sich zwischen den festen Platten befindet, um so größer ist die Kapazität des Kondensators. Die Größe des Sektors

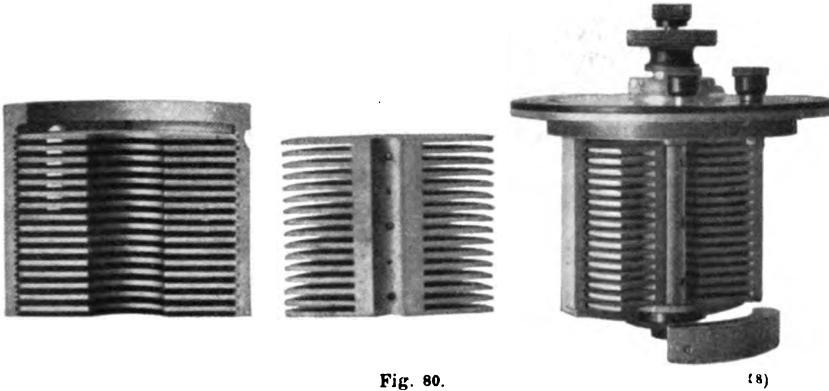


Fig. 80.

(8)

kann an einem Zeiger (z, Fig. 77), der über einer Kreisskala sich bewegt, abgelesen werden.

In Fig. 78 ist die erste Ausführungsform eines solchen Kondensators durch die Ges. f. drahtl. Tel. abgebildet. Jetzt werden diese Drehkondensatoren von den verschiedensten Firmen hergestellt. Fig. 79

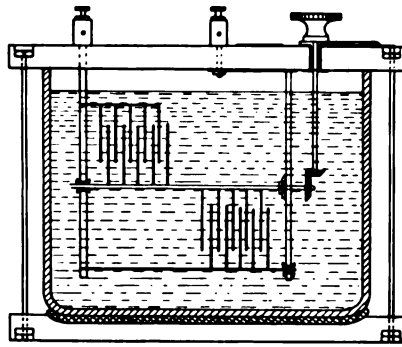


Fig. 81.

89)

zeigt z. B. eine Ausführung der Firma C. Lorenz, Fig. 80 einen Präzisionskondensator von G. Seibt, Fig. 81 und 82 eine Anordnung mit vertikalen Platten der Firma C. Lorenz. Die vertikale Anordnung soll bei Verwendung von Ölen als Isolationsmaterial eine bessere Zirkulation der Flüssigkeit ermöglichen und ein Haften von Luftblasen an den Platten verhindern. Ebenfalls vertikal, aber von zylindrischer Form, sind die Kondensatoren von H. Boas (Fig. 83).

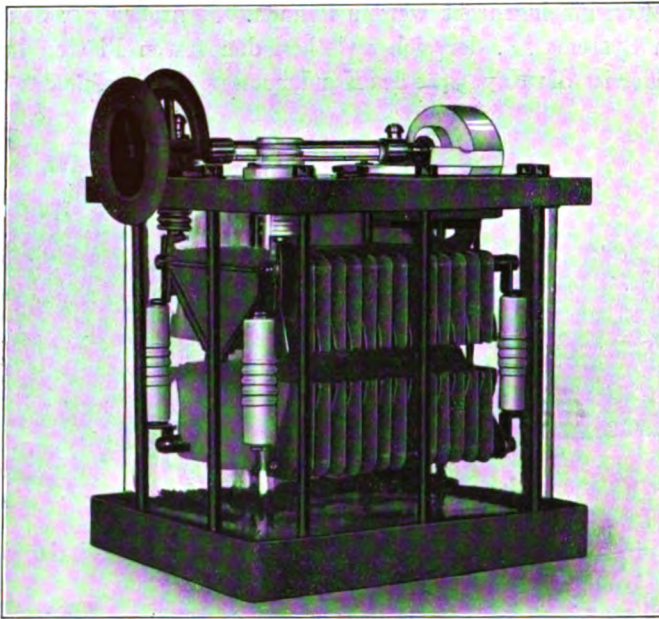


Fig. 82.

59)



Fig. 83.

60)

Die Absicht, bei den Kondensatoren möglichst viel Kapazität auf möglichst kleinen Raum zusammenzudrängen, lag der Konstruktion Fig. 84 (C. Lorenz) zugrunde. Sie besteht aus einer Vereinigung von

zwei bis drei Kondensatoren der Form Fig. 77, derart, daß die beiden beweglichen Systeme g und h einen gemeinsamen Raum haben.

Besonders geschickt gelöst ist die Frage größter Raumersparnis bei den Kondensatoren der Marconi-Gesellschaft. Auch bei ihnen

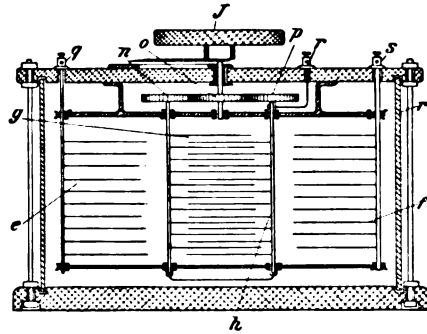


Fig. 84.

61)

besteht das bewegliche System, wie bei den Kondensatoren Fig. 77, aus ebenen halbkreisförmigen Platten, aber im Gegensatz zu der Anordnung Fig. 77 sind zwei feste ($A_1 A_2$, Fig. 85) und zwei bewegliche ($B_1 B_2$, Fig. 85) Systeme halbkreisförmiger Platten vorhanden. Ein festes und

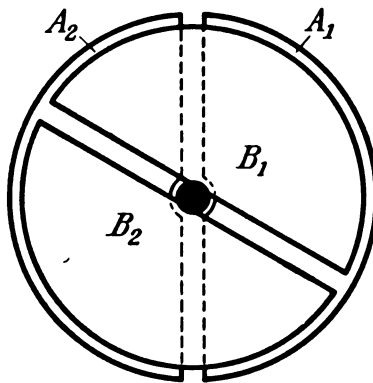


Fig. 85.

ein bewegliches System (A_1 bzw. B_1) sind mit der einen Zuleitung, das andere feste (A_2) und das andere bewegliche (B_2) mit der anderen Zuleitung verbunden. Die Kapazität ist ein Maximum, wenn das System A_1 über B_2 und damit auch A_2 über B_1 steht. Sie ist bei demselben Volumen und demselben Plattenabstand doppelt so groß, als bei einem Kondensator mit nur einem festen und nur einem beweglichen Plattensystem.

§ 2. Strom und Spannung.

41. Beziehung zwischen Strom- und Spannungsamplitude.

a. Bei ungedämpften sinusförmigen Schwingungen ergibt sich die Stromamplitude J_0 aus der Spannungsamplitude \mathcal{U}_0 durch die Beziehung

$$J_0 = \frac{\mathcal{U}_0}{\sqrt{\Re^2 + (\omega \mathfrak{L})^2}} \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Darin bedeuten \Re und \mathfrak{L} Widerstand und Selbstinduktionskoeffizienten der Leitung, zwischen deren Endpunkten die Spannung \mathcal{U} herrscht.

Bei gedämpften Schwingungen, soweit sie praktisch in Betracht kommen*), bleibt diese Beziehung noch annähernd bestehen. Sie nimmt bei allen

Drahtleitungen, die nicht aus besonders dünnen und schlecht leitenden Drähten bestehen, noch einfachere Form an. Bei diesen ist nämlich für die Frequenzen der drahtlosen Telegraphie die Induktanz bei weitem größer als der Widerstand. Es wird also annähernd:

$$J_0 = \frac{\mathcal{U}_0}{\omega \mathfrak{L}} \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

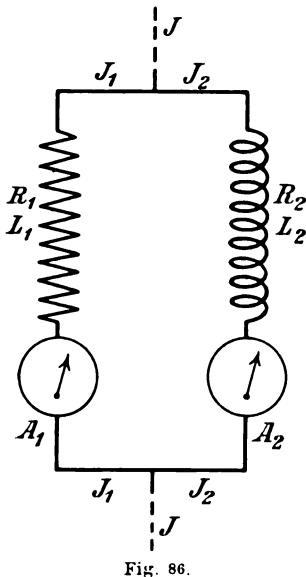


Fig. 86.

b. Verzweigt sich ein Strom J (Fig. 86) zwischen in zwei Zweige mit den Widerständen \Re_1 bzw. \Re_2 und den Selbstinduktionskoeffizienten \mathfrak{L}_1 bzw. \mathfrak{L}_2 , so gilt für die Ströme J_1 und J_2 in den beiden Zweigen

$$\frac{J_{10}}{J_{20}} = \frac{J_{1\text{eff}}}{J_{2\text{eff}}} = \frac{\sqrt{\Re_2^2 + (\omega \mathfrak{L}_2)^2}}{\sqrt{(\Re_1^2) + (\omega \mathfrak{L}_1)^2}} \quad **). \quad (3)$$

Wenn die beiden Zweige aus einigermaßen dicken Drähten bestehen, so gilt um so genauer, je geringer der Widerstand im Verhältnis zur Induktanz ist,

$$\frac{J_{10}}{J_{20}} = \frac{J_{1\text{eff}}}{J_{2\text{eff}}} = \frac{\mathfrak{L}_2}{\mathfrak{L}_1};$$

die Verteilung des Stroms auf die beiden Zweige ist also durch die Selbstinduktionskoeffizienten, nicht durch die Widerstände bestimmt.

Wenn die Zweige absichtlich so hergestellt sind, daß in dem einen (1)

*) d. h. bei denen $b \ll 2\pi$ ist.

**) Vorausgesetzt, daß die beiden Zweige nicht aufeinander induzieren.

der Widerstand viel größer als die Induktanz, im anderen das Umgekehrte der Fall ist, so gilt

$$\frac{J_{10}}{J_{10}} = \frac{J_{1\text{eff}}}{J_{2\text{eff}}} = \frac{\omega \mathfrak{L}_2}{\mathfrak{R}_1}.$$

Das Verhältnis der beiden Ströme gibt also unmittelbar ein Maß für die Kreisfrequenz ω bzw. Frequenz N^*).

Es ist von den verschiedensten Seiten vorgeschlagen worden, dies zur Bestimmung der Frequenz zu benutzen, indem man durch zwei Strommesser A_1 und A_2 die Ströme in den beiden Zweigen mißt. Eine besonders hübsche Ausführung dieses Gedankens stellt der „Frequenzmesser“ von Ferrié dar, welcher eine unmittelbare Ablesung der Frequenz gestattet⁶²⁾.

Die beiden Strommesser sind so angebracht, daß ihre Zeiger $A_1 Z_1$ und $A_2 Z_2$ (Fig. 87) sich kreuzen. Bei einer bestimmten Frequenz N entspricht einem Ausschlag α_1 des Instruments A_1 ein ganz bestimmter Ausschlag α_2 des Instruments A_2 und damit auch ein bestimmter Punkt, in dem sich die beiden Zeiger kreuzen.

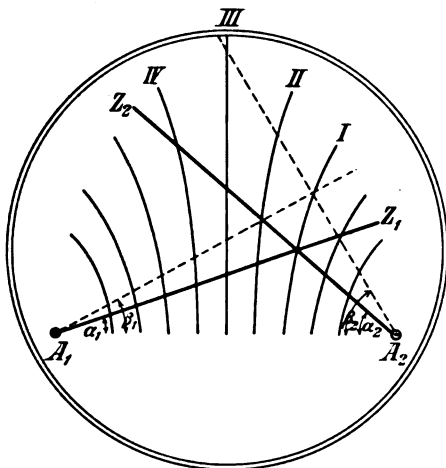


Fig. 87.

Schickt man einen anderen Strom durch die Verzweigung bei derselben Frequenz N hindurch, so erhält man von A_1 einen anderen Ausschlag β_1 , dem ein anderer Ausschlag β_2 von A_2 und ein anderer Kreuzungspunkt (derjenige der gestrichelten Linien in Fig. 87) entspricht. Variiert man den Strom bei derselben Frequenz allmählich, so erhält man für die Kreuzungspunkte eine Kurve (I, Fig. 87), die den geometrischen Ort der Kreuzungspunkte für die Frequenz N darstellt. Wiederholt man dasselbe für andere Frequenzen, so bekommt man für jede Frequenz eine bestimmte Kurve (II, III usw., Fig. 87). Wenn man die Kurven für die ver-

*) Dasselbe gilt auch in dem allgemeinen Fall von Gl. 3.

schiedenen Frequenzen bestimmt, so braucht man umgekehrt bei unbekannter Frequenz nur nachzusehen, auf welcher Kurve der Kreuzungspunkt der beiden Zeiger liegt. Die der betreffenden Kurve zugehörige Frequenz ist dann die gesuchte.

Enthält einer der Zweige eine Spule von sehr hohem Selbstinduktionskoeffizienten, der andere weder einen hohen Selbstinduktionskoeffizienten, noch einen großen Widerstand, so passieren die Schwingungen fast nur den zweiten Zweig. Der erste Zweig ist gegen die Schwingungen nahezu ganz „abgedrosselt“ (Hochfrequenz-*Drosselspule*).

c. Wendet man Gl. (2) auf die ganze Strombahn eines Kondensatorkreises (A F B, Fig. 1) an, so ist unter \mathcal{U} die Spannung zwischen den Kondensatorbelegungen *) und unter \mathcal{L} der Selbstinduktionskoeffizient der ganzen Strombahn zu verstehen.

Wenn man an Stelle des Selbstinduktionskoeffizienten die Kapazität einführt, so folgt:

$$J_0 = \omega \mathcal{C} \cdot \mathcal{U}_0 \quad (4)$$

Als Beispiel für die Verwendung dieser Gleichung diene der Kondensatorkreis, den die Station N a u e n (Ges. f. drahtl. Tel.) früher besaß. Dort betrug die wirksame Kapazität 0,44 MF., die Frequenz ca. $1,5 \cdot 10^5$ sec. Bei 60 000 Volt Anfangsspannung wird also

$$\begin{aligned} J_0 &= 2\pi \cdot 1,5 \cdot 10^5 \times 0,44 \cdot 10^{-15} \times 60\,000 \cdot 10^8 \text{ C.G.S.} \\ &= \text{ca. } 2500 \text{ C.G.S.} = 25\,000 \text{ Amp.} \end{aligned}$$

Die Stromamplitude erreicht also eine auch für die Begriffe der Starkstromtechnik außerordentliche Größe.

d. Die Beziehung Gl. (4) gilt allgemein für einen in die Strombahn eingeschalteten Kondensator von der wirksamen Kapazität \mathcal{C} , wenn \mathcal{U} die Spannung an den Belegungen des Kondensators, J den Strom in der Strombahn bedeutet. Ist die Kapazität \mathcal{C} sehr groß, so wird \mathcal{U}_0 sehr klein. Der Kondensator wirkt für die Schwingungen praktisch wie ein K u r z s c h l u ß, während er für einen Gleichstrom als unendlich großer Widerstand wirken würde. Er kann demnach dazu dienen, die Strombahn gegen einen Gleichstrom „abzusperrn“ (*Sperrkondensator*), ohne die Schwingungen merklich zu beeinflussen.

42. Schlagweite und Spannung ⁶¹⁾.

Für die Spannung \mathcal{U} z. B. zwischen den Belegungen eines Kondensators bekommt man ein gewisses Maß durch die „Schlagweite“, d. h. die Länge der Gasstrecke zwischen zwei Elektroden, die eben noch

*) Bei Serienschaltung die Summe der Spannungen zwischen den Belegungen der in Serie geschalteten Kondensatoren.

durchschlagen wird, wenn zwischen den beiden Elektroden die Spannung \mathfrak{U} herrscht*). Das Verhältnis zwischen Schlagweite und Spannung hängt von der Form der Elektroden (Kugelradius, wenn die Elektroden Kugeln sind), dem Material und Zustand des Gases, in dem sich die Elektroden befinden und davon ab, ob die Ladung der Elektroden statisch durch Influenzmaschine oder durch Schwingungen oder auch Funkeninduktor erfolgt.

a. Für statische Ladungen und Luft von Atmosphärendruck ist das Verhältnis von Schlagweite und Entladungsspannung in der Tab. IX dargestellt.

Der Verlauf der Kurven zeigt das folgende. Bei kleinen Schlagweiten tritt ein Einfluß des Kugelradius nur wenig hervor. Je größer die Schlagweite wird, um so mehr macht sich ein Einfluß des Kugelradius geltend: während bei kleinen Kugeln die Spannung nur noch sehr langsam mit steigender Funkenlänge wächst, bleibt dieselbe bei großen Kugeln bis zu viel höheren Schlagweiten annähernd proportional der Schlagweite. Bei plattenförmigen Elektroden (Fig. 88) sind die Verhältnisse ähnlich wie bei Kugeln von großem Durchmesser.



Fig. 88.

b. Erfolgt die Ladung der Funkenkugeln durch Schwingungen, so hängt das Verhältnis von Maximalspannung und Schlagweite auch noch von der Frequenz ab. Je höher die Frequenz ist, um so höher ist die zu einer bestimmten Schlagweite gehörige Spannungsamplitude⁶⁵⁾.

Der Grund dafür ist der, daß auch dann, wenn die Spannung erreicht ist, bei der schließlich ein Funke übergehen würde — normale Entladungsspannung [Tab. IX] —, der Funke nicht sofort einsetzt, sondern erst nach einiger Zeit bzw. erst nachdem die Spannung erheblich über die normale Entladungsspannung gesteigert wurde⁶⁶⁾. Man nennt diese Erscheinung „Entladeverzug“ (E. Wartburg⁶⁶⁾). Sie spielt bei der drahtlosen Telegraphie eine wichtige Rolle, da hier meist (z. B. schon beim Arbeiten mit Funkeninduktorunterbrecher oder mit Wechselstromtransformator, noch mehr bei Hochfrequenzschwingungen) die Spannung nur ganz kurze Zeit vorhanden ist. Die Ursache dieser Erscheinung ist die, daß das Gas zwischen den

*) Die Spannung, die nötig ist, damit eine bestimmte Gasstrecke durchschlagen wird, bezeichnet man auch als die zu der betreffenden Gasstrecke gehörige „Durchschlagsspannung, Entladungsspannung oder Zündspannung \mathfrak{U}_z “ [vgl. 129].

**) Vermutlich ist die in c besprochene Erscheinung auch darauf zurückzuführen.

Elektroden der Funkenstrecke sehr wenig Ionen enthält. Sie wird demnach dadurch verhindert, daß man für einen ausreichenden Gehalt an Ionen in dem Gase sorgt. Das geschieht am einfachsten, indem man die anfänglich negativ geladene Elektrode (bei Wechselstrombetriebe beide Elektroden) mit ultravioletttem Licht bestrahlt und dadurch zur Emission von negativen Elektronen veranlaßt. Dieses Mittel ist überall zu empfehlen, wo es darauf ankommt, daß der Funke stets bei derselben Spannung einsetzt. Wird dieses Mittel in ausreichender Weise angewandt, so ist auch noch bei den Frequenzen der drahtlosen Telegraphie die Schlagweite so wenig verschieden von derjenigen bei statischer

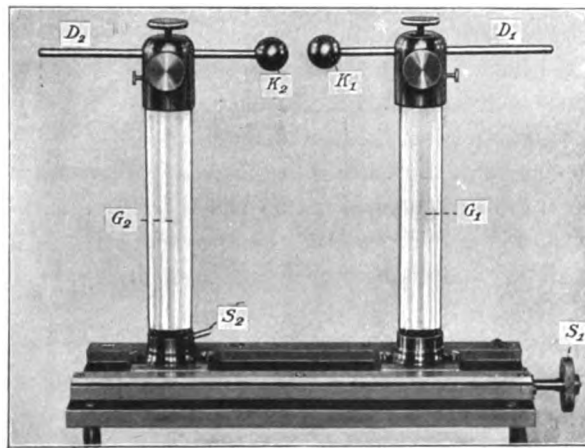


Fig. 89.

Ladung, daß unbedenklich die Werte für statische Ladung (Tab. IX) benutzt werden können⁶⁵).

c. Verkleinert wird die Entladungsspannung unter den Bedingungen der drahtlosen Telegraphie durch Erhitzung der Elektroden, ferner durch jede starke Ionisation des Gases. Als Ursache der Ionisation kommen praktisch besonders in Betracht kurz vorhergegangene Entladungen: wenn man durch eine Funkenstrecke rasch hintereinander Funken überspringen läßt, so kann infolge davon die Spannung bei den folgenden Funken viel kleiner als beim ersten sein.

Eine Erhöhung der Entladungsspannung erreicht man dadurch, daß man die Luft unter höheren Druck als Atmosphärendruck setzt. Bis ca. 10 Atmosphären ist die Entladungsspannung ungefähr dem Druck proportional [vgl. 39 b].

Unter den verschiedenen Gasen ist die Entladungsspannung für Luft, Stickstoff, Sauerstoff, Kohlensäure nicht sehr viel verschieden.

Sie ist aber fast nur halb so groß bei Wasserstoff, noch viel kleiner bei Helium und Argon.

d. Zur Messung der Schlagweite dienen sogenannte „Funkenmikrometer“, wie das in Fig. 89 abgebildete. K_1 K_2 sind die Funkenkugeln, G_1 G_2 gut isolierende Glasfüße oder besser Porzellanisolatoren, S_1 eine Mikrometerschraube, S_2 der Hebel einer im übrigen nicht sichtbaren Feststellschraube. Löst man diese, so kann der linke Teil der Funkenstrecke verschoben werden, während zum feinen Verstellen die Mikrometerschraube S_1 dient.

Es ist günstig, den Radius der Kugeln K_1 und K_2 oder Kugelkalotten mindestens so groß wie die zu messende Schlagweite zu wählen. Bei allen Messungen darf das Feld zwischen den Elektroden der Funkenstrecke nicht durch nahe Leiter gestört werden, wenn man vergleichbare Werte erhalten und die Zahlen von Tab. IX verwenden will.

43. Isolation von Leitungen.

a. Wegen der hohen Spannungen, die zum mindesten beim Arbeiten mit gedämpften Schwingungen auftreten können, ist die Gefahr, daß zwischen zwei Punkten einer Leitung Funken überschlagen, sehr groß. Gegen das Überschlagen von Funken sind die Leitungen sorgfältig zu schützen. Denn schlägt z. B. bei dem Kondensatorkreis von Fig. 90 zwischen den Punkten A und B ein Funke über, so fließt fast der ganze Strom durch den Weg $A F_1 B$, da die Impedanz dieses Weges bedeutend geringer ist als diejenige des Weges $A D B$. Infolge davon wird die Schwingung eine andere, als wenn kein Funke überschlägt.

b. Auf der anderen Seite ist eine Isolation gegen Stromverluste bei Leitungen, die nur durch gedämpfte Schwingungen Ladung bekommen, nicht in demselben Maße nötig⁶⁷⁾, wie etwa bei hochgespanntem Gleichstrom oder technischem Wechselstrom oder auch ungedämpftem Hochfrequenzstrom.

Würde man z. B. die beiden Punkte A und B (Fig. 90) durch einen mangelhaften Isolator, z. B. eine Holzleiste, verbinden, so würde dies die Schwingungen trotz der hohen Spannungen, die zwischen A und B während der Schwingung auftreten, nicht merklich schädigen. Denn die Zeit, während deren die Spannung zwischen A u. B einigermaßen beträchtliche Werte besitzt, ist bei gedämpften

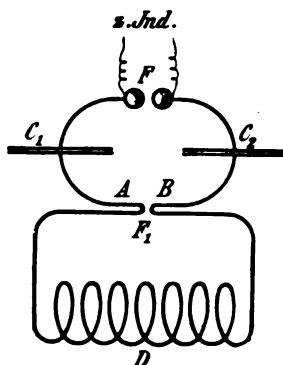


Fig. 90.

Schwingungen bei den in Betracht kommenden Dekrementen so klein, daß der Verlust an elektrischer Ladung durch die Leiste hindurch nur sehr klein wird — vorausgesetzt, daß nicht etwa die Entladungszahl eine sehr hohe ist.

Immerhin wird man auch bei schnellen Schwingungen, um unnötige Energieverluste zu vermeiden, die besten Isolationsmaterialien (Porzellan, in zweiter Linie Öl und Hartgummi) verwenden.

c. Alle Teile, die durch den Funkeninduktor oder Wechselstromtransformator hohe Spannungen erhalten, sind aufs sorgfältigste zu isolieren, da sonst sehr große Verluste entstehen können⁶⁷⁾. Bei Serienschaltung der Kondensatoren sind dies nur die Teile $F C_1$ und $F C_2$ (Fig. 9), bei den Kondensatorkreisen mit einem einzigen oder parallel geschalteten Kondensatoren der ganze Kondensatorkreis. Darin kann ein Vorteil der Kondensatorkreise mit Serienschaltung liegen.

§ 3. Strommessung.

44. Die Angaben von Hitzdrahtinstrumenten.

a. Unter Hitzdrahtinstrumenten im weiteren Sinn sollen Instrumente verstanden werden, deren Ausschlag durch die Wärmeentwicklung des Stromes in einem Draht hervorgerufen wird.

Der Ausschlag eines solchen Instruments gibt ein Maß für die im Mittel pro Sekunde entwickelte Wärmemenge Q^*). Allgemein gilt für die Wärmeentwicklung pro Sekunde in einem Draht vom wirksamen Widerstand \Re

$$Q = \Re J_{\text{eff}}^2, \quad (1)$$

wenn J_{eff}^2 den Mittelwert von J^2 , den *Stromeffekt*⁶⁸⁾, bedeutet.

Bei ungedämpften sinusförmigen Schwingungen ist

$$J_{\text{eff}}^2 = \frac{1}{2} J_0^2, \quad (2)$$

also

$$Q = \frac{1}{2} \Re J_0^2.$$

Bei gedämpften Schwingungen, deren Amplitudenkurve eine Exponentialkurve ist, ist die während des Verlaufs einer Entladung entwickelte Wärmemenge⁶⁹⁾

$$= \Re \frac{J_0^2}{4 N \delta}.$$

*) Der Ausschlag braucht Q nicht proportional zu sein, ist es aber bei den meisten Instrumenten nahezu.

Erfolgen ζ -Entladungen pro Sekunde, so ist die in der Sekunde entwickelte Wärmemenge

$$Q = \Re \frac{\zeta}{4 N b} J_0^2 \dots \dots \dots (3)$$

Vergleicht man dies mit Gl. (1), so folgt

$$J_{\text{eff}}^2 = \frac{\zeta}{4 N b} J_0^2 \dots \dots \dots (4)$$

Bei gedämpften Schwingungen, deren Amplitudenkurve eine Gerade ist, ist ⁷⁰⁾

$$J_{\text{eff}}^2 = \frac{\zeta}{6 N a} J_0^2 \dots \dots \dots (5)$$

wenn a das lineare Dekrement bedeutet [9 a].

b. Da der wirksame Widerstand \Re eines Drahtes von der Frequenz abhängt, so gilt dasselbe auch von den Angaben der Hitzdrahtinstrumente. Man kann sie von der Frequenz unabhängig machen und ermöglicht in den meisten Fällen gleichzeitig eine Eichung mit Gleichstrom, wenn man sehr dünne Hitzdrähte verwendet [36 b], deren Durchmesser unter dem in Tab. VIII angegebenen Betrag*) bleibt.

c. Die Stromamplitude erhält man bei ungedämpften Schwingungen, wenn sie annähernd sinusförmig sind, aus den Angaben eines mit Gleichstrom gedeichten Hitzdrahtinstrumentes unmittelbar [Gl. 2].

Bei gedämpften Schwingungen trifft dies nicht zu, da der Ausschlag hier überhaupt nicht nur durch die Stromamplitude, sondern auch noch durch das Dekrement b der Schwingung, die Frequenz N und die Entladungszahl ζ bedingt ist (Gl. 3). Nur wenn man diese kennt, kann man aus den Ausschlägen eines Hitzdrahtinstrumentes die Stromamplitude nachträglich berechnen.

d. Eine Methode zur Bestimmung der Frequenz und des Dekrements bei exponentiellem Abfall der Amplitude wird später angegeben werden [74 ff]. Die Entladungszahl ζ kann bei Verwendung von Funkeninduktoren und irgendwelchen Motorunterbrechern aus der Tourenzahl des Unterbrechers immer bestimmt werden, vorausgesetzt, daß bei jeder Unterbrechung nur eine Entladung erfolgt, so daß Unterbrechungszahl und Entladungszahl identisch sind. Entsprechendes gilt für den Zusammenhang zwischen Wechselzahl (bzw. Frequenz) und Entladungszahl beim Betrieb mit Wechselstrom. Im allgemeinen ist Entladungszahl und Unter-

*) Man zerstört die Unabhängigkeit von der Frequenz wieder, sobald man etwa einen Nebenschluß an dem Instrument anbringt, um die Empfindlichkeit zu regulieren.

brechungszahl (bzw. Wechselzahl) nicht identisch. Ist der primäre Strom genügend stark, so bekommt man bei jeder Unterbrechung (bzw. bei Wechselstrom in jeder Halbperiode) mehrere Entladungen und Funken sogenannte „Partialfunken“. Ob dieser Fall vorliegt, läßt sich einfach kontrollieren, indem man die Funkenstrecke im rotierenden Spiegel



Fig. 91.

betrachtet. Erscheint ein Bild wie dasjenige der photographischen Aufnahme (Fig. 91), so sind keine Partialfunken vorhanden. Bezieht das Bild die Gestalt von Fig. 92, so hat man es mit Partialfunken zu tun*).



Fig. 92.

Wenn man das Bild der Funkenstrecke im rotierenden Spiegel auf einer photographischen Platte aufnimmt, so läßt sich aus dem Abstand der Funkenbilder auf der Platte, der Tourenzahl des Spiegels und den Dimensionen der Anordnung die Entladungszahl bestimmen. Wenn der Funke selbst nicht sichtbar ist, können Glimmlichtoszillograph und Braunsche Röhre in Verbindung mit einem rotierenden Spiegel zur Ermittlung der Entladungszahl dienen. Bequemer für diesen Zweck ist der sogenannte Entladungsanalysator**) nach J. A. Fleming, eine auf dem Anker eines Motors befestigte drehbare Geißler-(Helium- oder Neon-)Röhre.

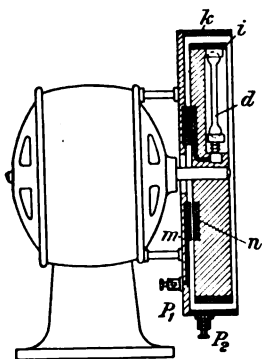


Fig. 93.

Fig. 93 zeigt die Anordnung, Fig. 94 ein ausgeführtes Instrument der Firma C. Lorenz. Werden die beiden Klemmen P_1 und P_2 an zwei Punkte eines Kondensatorkreises oder eines anderen Oszillators angelegt, so geht ein Hochfrequenzstrom durch die Heliumröhre (d, Fig. 93) hindurch***) und die Röhre leuchtet bei jeder Entladung auf.

*) Bei einiger Übung hört man leicht, ob Partialfunken vorhanden sind: der Funken wird mehr zischend als knallend.

**) Häufig auch „Schwingungsanalysator“ genannt.

***) Die Metallringe m und n bilden die Belegungen eines Kondensators, die Ringe k und i diejenigen eines zweiten. Zwischen beiden ist die Röhre eingeschaltet.

Man reguliert die Tourenzahl des Motors so, daß das Bild der Röhre dem Auge stillstehend erscheint. Ist es dasjenige von Fig. 95, so folgt daraus, daß während jeder



Fig. 94.

81)



Fig. 95.



Fig. 96.

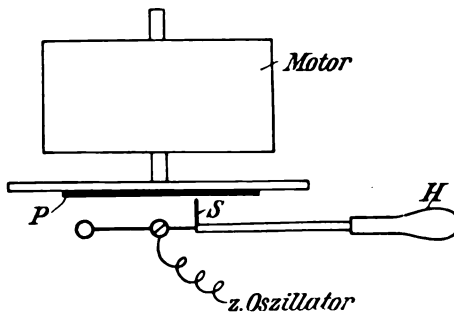


Fig. 97.

Umdrehung des Motors vier Entladungen^{81a)} erfolgen, und ist es dasjenige von Fig. 96, so würde dies heißen, daß während jeder Umdrehung des Motors vier Gruppen von je drei Partialentladungen vorhanden sind.

Einfach und bequem ist auch die Methode, die in Fig. 97 skizziert ist ⁷¹⁾).

Auf der Achse eines Motors M ist eine photographische Platte oder photographisches Papier P befestigt. Sehr nahe an derselben befindet sich eine Metallspitze S, die mit einem Punkt des Oszillators (z. B. Kondensatorkreises) in leitender Verbindung steht und vermittelt des isolierten Handgriffes H rasch an der Platte vorbeigezogen werden kann. Bei jeder Entladung des Oszillators sprüht die Spitze gegen die Platte. Die entwickelte Platte zeigt infolge davon eine auf einer Spirale angeordnete Reihe von schwarzen Punkten, von denen jeder einer Entladung des Oszillators entspricht. Kennt man die Umdrehungszahl des Motors so folgt aus dem Bild der photographischen Platte die Entladungszahl und zwar unabhängig von der Geschwindigkeit, mit der die Spitze an der Platte vorbeigezogen wurde.

45. Technische Hitzdrahtinstrumente.

Manche technische Hitzdrahtstrommesser sind ohne Nebenschluß auch für schnelle Schwingungen brauchbar. Vorzuziehen sind die Instrumente, welche z. B. die Firma Hartmann & Braun ⁷²⁾ (Frankfurt a. M.-Bockenheim) speziell für schnelle Schwingungen herstellt.

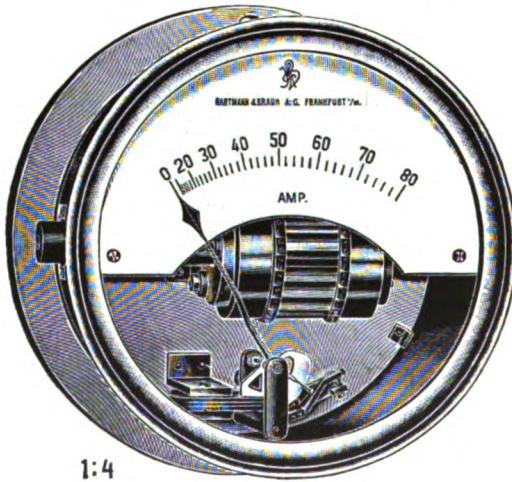


Fig. 98.



Fig. 99.

Die in Fig. 98 abgebildete Type eines solchen Instruments ist für hohe Stromstärken bestimmt, die in Fig. 99 dargestellte für möglichst geringen Energieverbrauch. Die Skala des ersten Instruments gibt J_{eff} in Ampère, diejenige des zweiten die im Instrument verbrauchte Leistung, welche proportional J_{eff}^2 ist, in Watt*) an. Sie beträgt

*) Es ist dies keine genügende Entschuldigung dafür, daß man diese Instrumente vielfach „Hitzdraht-Wattmeter“ oder „Hitzdraht-Wattzeiger“ nennt.

bei dem empfindlichsten neueren Instrument dieser Art für den maximalen Ausschlag nur 0,015 Watt.

46. Hitzdraht-Luftthermometer.

Ein besonders einfaches Laboratoriumsinstrument ist das Rießsche Luftthermometer oder Hitzdraht-Luftthermometer (Fig. 100 u. 101), das F. Braun in die Praxis der drahtlosen Telegraphie eingeführt hat. Es besteht aus einem Glaskolben, der mit einem Alkoholmanometer und einem Glashahn versehen ist, durch welchen Druckdifferenzen gegen die Außenluft ausgeglichen werden können. In den Glaskolben, der von einem evakuierten und eventuell an der Innenseite versilberten Mantel umgeben sein kann, führen von unten durch einen Stopfen hindurch zwei dicke Drähte, zwischen denen der eigentliche dünne Hitzdraht *H* im untersten Teil des Glaskolbens⁷³⁾ sich befindet. Wird Strom durch das Instrument geschickt, so erwärmt sich der dünne Hitzdraht und damit auch die Luft im Glaskolben. Die dadurch hervorgerufene Druckzunahme im Glaskolben zeigt das Manometer an⁷³⁾. Die Instrumente werden am besten mit Gleichstrom geeicht.

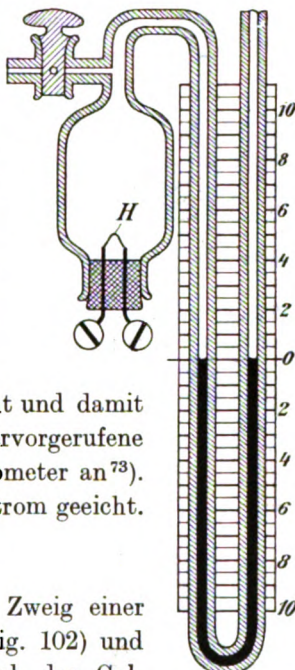


Fig. 100.

47. Bolometer, Barretter⁷⁴⁾.

Man macht den Hitzdraht *w* zu einem Zweig einer Wheatstoneschen Brückenordnung (Fig. 102) und stellt die Brücke so ein, daß kein Strom durch das Galvanometer *g* geht. Sobald dann ein Wechselstrom *i* durch den Draht *w* (*A B*) geschickt wird, erwärmt er sich und infolge davon ändert sich sein Widerstand. Das Galvanometer zeigt einen Ausschlag, der ziemlich genau dem Stromeffekt des Wechselstroms proportional ist.

Eine etwas abweichende Anordnung des Bolometers ist in Fig. 103 dargestellt. Die Verzweigung *p q r s*, die an Stelle von *w* in Fig. 102 und die Verzweigung *p₁ q₁ r₁ s₁*, die an Stelle von *c* in Fig. 102 steht, sind aus dünnem Eisen- oder Platindraht und möglichst gleich gemacht. Ferner sind die Zweige *p*, *q*, *r*, *s* so abgeglichen, daß das Galvanometer *g* keinen Ausschlag zeigt, wenn in *E* und *F* ein Gleichstrom zu- bzw. abgeleitet wird; es sind dann die Punkte *C* und *D* bei Gleichstrom auf derselben Spannung.

Diese Anordnung hat den Vorteil:

1. daß das Bolometer von Schwankungen der Zimmertemperatur weniger

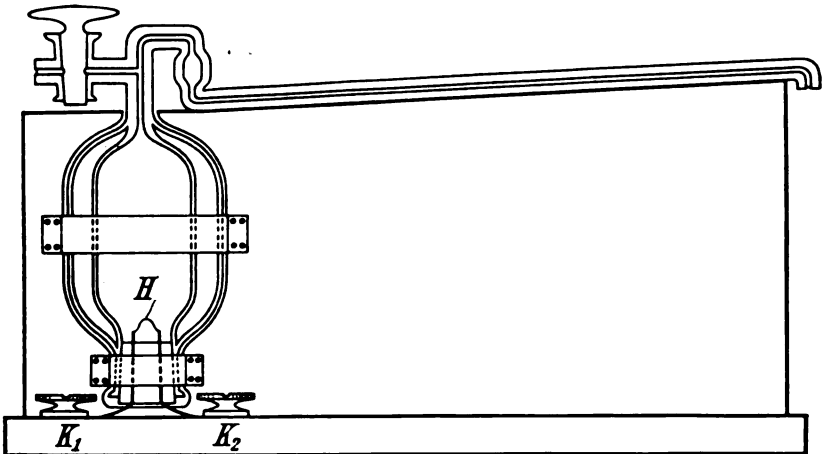


Fig. 101.

abhängig wird, da dadurch die Verzweigung $p q r s$ und $p_1 q_1 r_1 s_1$ in gleicher Weise beeinflusst werden;

2. daß von dem Wechselstrom i , der in A und B dem Bolometer zugeführt

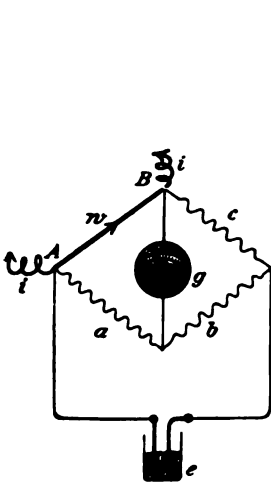


Fig. 102.

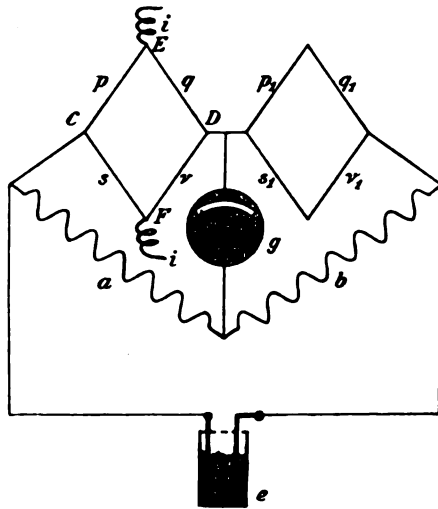


Fig. 103.

wird, höchstens ein ganz kleiner Teil in die übrigen Teile der Brücke oder in das Galvanometer gelangt*), da die Punkte C und D auch bei variablem Strom wenigstens sehr annähernd auf konstanter Spannung sind.

*) Bei der Anordnung Fig. 102 müssen zu diesem Zweck Drosselspulen zu beiden Seiten des Hitzdrahts eingeschaltet werden.

Ein Vorteil der einfacheren Anordnung Fig. 102 ist dagegen der, daß man in einfacher Weise den Hitzdraht in eine Glasröhre einschließen und diese evakuieren kann. Dadurch wird der Wärmeverlust durch Wärmeleitung stark reduziert und die Empfindlichkeit bedeutend gesteigert (Fessenden, Tissot). Ebenso bereitet bei dieser Anordnung die Verwendung extrem dünner Drähte geringere Schwierigkeiten als bei der Anordnung von Fig. 103. Auch dadurch erzielt man eine große Empfindlichkeit: die Eichkurve Fig. 104 bezieht sich auf ein Bolometer von Béla Gáti⁷⁴⁾ mit einem 0,002 bis 0,003 mm dicken Golddraht*), während

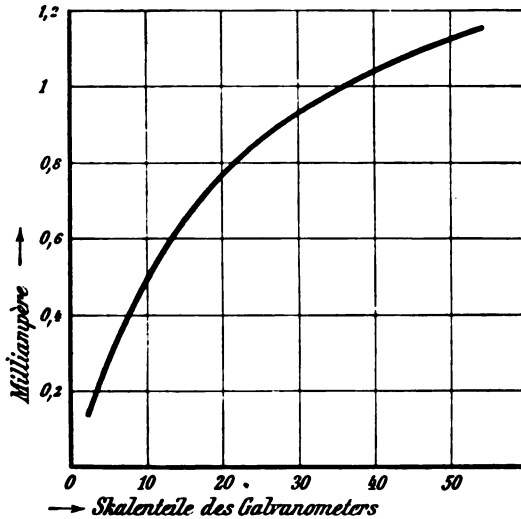


Fig. 104.

ein Bolometer mit 0,0005 mm dickem Platindraht bei Verwendung desselben Galvanometers einen Ausschlag von 10 Skalenteilen bei 0,034 Milliampère gab. B. S. Cohen⁷⁴⁾ konnte mit einem Kohlefaden im Vakuum Ströme bis $5 \cdot 10^{-8}$ Milliampère messen.

48. Thermoelement⁷⁵⁾.

a. Klemenčič hat den Thermoelementen, die zur Messung von elektrischen Schwingungen dienen sollen, die Form von Fig. 105**) gegeben. A und B sind dickere Drähte, durch welche die Schwingungen geleitet werden, die Drähte c und d stehen mit einem Galvanometer in Verbindung. Die Drähte $a_1 a_2$ und $b_1 b_2$ sind sehr dünne Drähte aus

*) Galvanometer = Drehspulgalvanometer mit direkter Ablesung: 1 Skalenteil = $1 \cdot 10^{-6}$ Amp. — Béla Gáti verwendet statt der Brückenordnung zum Teil eine besondere Kompensationsschaltung. — Bei einem „single-pivot“-Galvanometer von Paul (London) ($1^0 = 1 \cdot 10^{-7}$ Amp.) bekam er bei dem 0,0005 mm Pt-Bolometer 5° für 0,001 Milliampère.

**) Starke Vergrößerung.

verschiedenem Material (z. B. Konstantan und Eisen oder Konstantan und Platin). Gehen Schwingungen durch die Drähte A B, so erwärmen sich die Drähte $b_1 a_2$ und damit auch die Berührungsstellen der Drähte

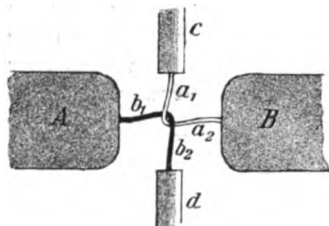


Fig. 105.

$a_1 a_2$ und $b_1 b_2$ und zwar mehr als die Lötstellen $a_1 c$ und $b_2 d$. Die Folge dieser ungleichen Erwärmung ist die Entstehung einer thermoelektrischen EMK und ein Ausschlag im Galvanometer.

b. Die Empfindlichkeit dieser Thermoelemente wird bedeutend gesteigert, wenn man sie nach dem Vorgang von P. Lebedew in einen hoch evakuierten Raum einschließt. Eine sehr bequeme Form, welche dies ermöglicht, hat H. Brandes⁷⁶⁾ angegeben. In Fig. 106 ist ein schematischer

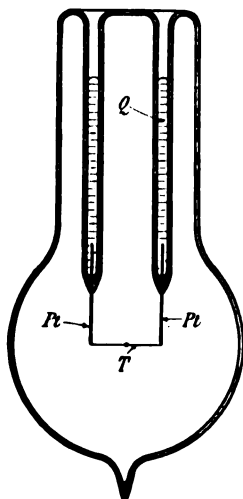


Fig. 106.



Fig. 107.

Durchschnitt durch zwei von den vier Zuleitungen, in Fig. 107 das ausgeführte Instrument abgebildet*).

Besonders günstig als Thermoelement ist die Kombination Tellur-

*) Für Laboratoriumszwecke ist ein Nachteil der evakuierten Thermoelemente und Bolometer, daß sie sehr leicht durchbrennen, da die Herstellung zuverlässiger Sicherungen nicht leicht ist, und daß sie, einmal durchgebrannt, nicht repariert werden können. Bei nicht evakuierten Bolometern oder Thermoelementen zieht man einfach einen neuen Draht auf.

Konstantan und Tellur-Platin (z. B. ein dünnes Platindrähtchen an ein Tellurkügelchen angeschweißt) (L. W. Austin)⁷⁵⁾.

c. Ein Vorteil des Thermoelements gegenüber dem Bolometer besteht darin, daß man kein Hilfselement (e, Fig. 98) und keine Abgleichung der Brücke braucht: das Thermoelement ist stets gebrauchsfertig.

Gegenüber den Hitzdrahtluftthermometern und technischen Hitzdrahtinstrumenten besitzen Bolometer und Thermoelemente den großen Vorteil, daß eine sehr geringe Wärmeentwicklung und damit ein sehr geringer Aufwand an Energie genügt, um einen kräftigen Ausschlag hervorzurufen, und zwar um so mehr, je empfindlicher das verwendete Galvanometer ist. Für viele Zwecke reichen die bequemen Drehspulgalvanometer mit direkter Ablesung aus. Bei Messungen, bei denen jede Energieabgabe aufs äußerste beschränkt werden muß, ist die Verwendung eines gut, aber nicht extrem stark gedämpften Spiegelgalvanometers am Platze.

Die Aichung erfolgt am besten durch Wechselstrom und einen elektrodynamischen Präzisionsspannungsmesser ohne Vorschaltwiderstand.

49. Thermogalvanometer.

An Empfindlichkeit ist sowohl dem Thermoelement als dem Bolometer gewöhnlicher Ausführungsform ein Instrument überlegen, das W. Duddell⁷⁶⁾ im Anschluß an eine Anordnung von C. V. Boys für Messungen mit schnellen Schwingungen konstruiert hat: das Thermogalvanometer.

Das Prinzip ist das folgende. Zwischen den Polen eines Hufeisenmagneten N und S (Fig. 108) schwebt ganz ähnlich wie bei einem Drehspulgalvanometer ein beweglicher Rahmen L. An dem unteren Teil des Rahmens befindet sich ein Thermoelement (Antimon-Wismut), das eine sehr hohe elektromotorische Kraft gibt. Unter der einen Lötstelle ist ein Hitzdraht oder feiner Goldblattstreifen bzw. Streifen eines Platinspiegels auf Glas angebracht, durch den die Schwingungen hindurchgeschickt werden. Dadurch erwärmt sich der Streifen und damit auch die Lötstelle. Die Folge ist eine EMK und ein Strom in dem Rahmen und die Folge davon, wie bei einem Drehspulgalvanometer, eine Drehung des Rahmens, die mit Spiegel und Skala abgelesen werden kann.

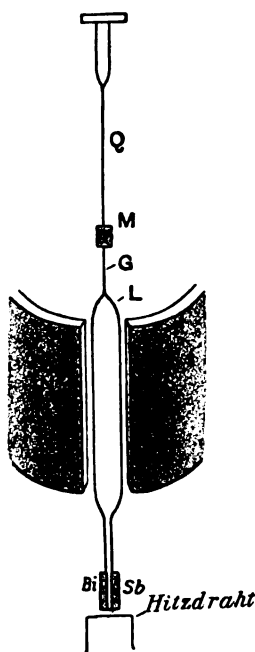


Fig. 108.

Die Ansicht des ausgeführten Instruments*), das sich nicht nur durch Empfindlichkeit, sondern auch durch Bequemlichkeit auszeichnen soll, stellt Fig. 109 dar.

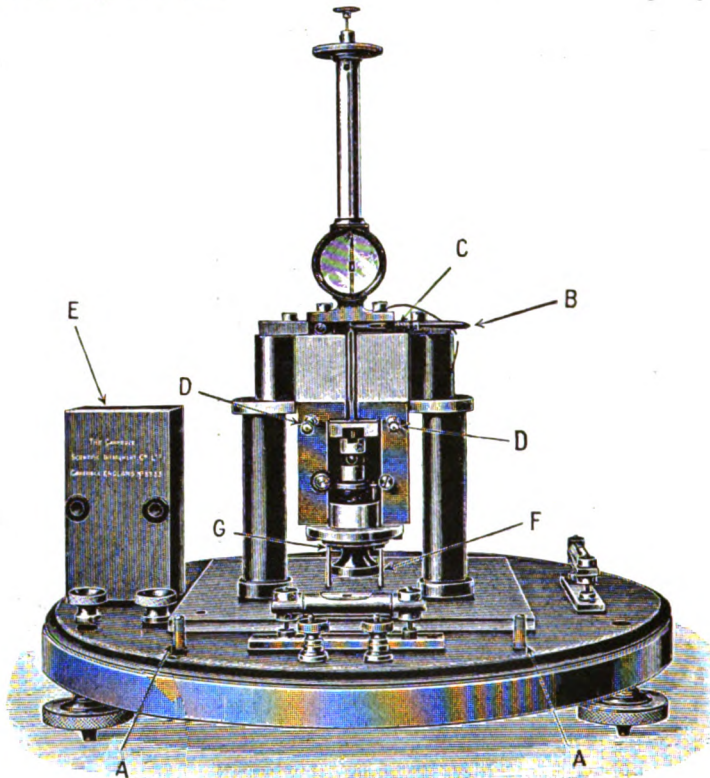


Fig. 109.

Eine ähnliche Anordnung wie das Thermogalvanometer hat W. Gerlach⁷⁷⁾ ausgearbeitet: das sehr empfindliche Thermoelement, das sich dem Hitzstreifen gegenüber befindet, ist an ein empfindliches Galvanometer angeschlossen.

50. Zusammenstellung der Empfindlichkeit verschiedener Meßinstrumente⁷⁸⁾.

Die folgende Tabelle enthält den Energieverbrauch bei den verschiedenen Instrumenten für 100 mm bzw. Skalenteile Ausschlag. Man bekommt dadurch ein Maß für die Empfindlichkeit der verschiedenen Instrumente. Nicht gleichbedeutend damit ist die praktische Brauchbarkeit, für welche noch ganz andere Eigenschaften in Betracht kommen.

*) In der Ausführungsform der Cambridge Scientific Instrument Co. Die Fig. 108 und 109 sind einer Broschüre dieser Gesellschaft entnommen.

Art des Instrumentes	Konstanten des verwendeten Galvanometers	Art der Ablesung	Widerstand in Ohm	Zusammengehörige Werte von Strom und Ausschlag	Wattverbrauch für 100 mm bzw. Skalentelle Ausschlag
Hitzdraht-Luftthermometer, Kupferdraht von 0,02 mm Durchmesser, 1 cm Länge ¹⁾	—	Direkte Ablesung	0,78	100 mm Ausschlag 0,178 Amp.	247×10^{-4}
Hitzdraht-Luftthermometer. Manganindraht v. 0,02 mm Durchm., 3,6 cm Länge ¹⁾	—	"	34	100 mm Ausschlag 0,024 Amp.	200×10^{-4}
Hitzdrahtinstrument von Hartmann & Braun (empfindlichste Type) ²⁾	—	"	9,37	Ganze Skala = ca. 45 mm 0,04 Amp.	333×10^{-4}
Bolometer von Béla Gáti. Platindraht von 0,0025 mm Durchmesser ³⁾	Widerstand = 60 Ohm Empfindl. $1^\circ = 10^{-6}$ Amp.	"	44	10^6 Ausschlag 0,001 Amp.	$4,4 \times 10^{-4}$
Bolometer, nicht evakuiert. Eisendraht von 0,02 mm Durchmesser ⁴⁾	Widerstand = 225 Ohm Empfindl. 1 mm = $8,55 \times 10^{-9}$ Amp.	Spiegel- ⁵⁾ Ablesung	1,8	100 mm Ausschlag 0,0117 Amp.	$2,46 \times 10^{-4}$
Dasselbe Bolometer evakuiert ⁴⁾	"	"	2,2	100 mm Ausschlag 0,002 Amp.	$0,088 \times 10^{-4}$
Thermoelement von Voege. Eisen und Konstantan 0,02 mm Durchmesser; evakuiert ⁶⁾	Widerstand = 30 Ohm Empfindl. 1 Skl. = $2,5 \times 10^{-8}$ Amp.	"	3,6	100 mm Ausschlag 0,0126 Amp.	$5,68 \times 10^{-4}$
Brandesches Thermoelement. Eisen und Konstantan 0,025 mm Durchmesser. Nicht evakuiert ⁷⁾	Widerstand = 60 Ohm Empfindl. 1 mm = $8,55 \times 10^{-9}$ Amp.	"	5,1	100 mm Ausschlag 0,036 Amp.	$66,1 \times 10^{-4}$
Dasselbe Thermoelement evakuiert ⁷⁾	"	"	5,1	100 mm Ausschlag 0,006 Amp.	2×10^{-4}
Duddelell-Thermogalvanometer. Gold heater ⁸⁾	—	"	18	100 mm Ausschlag. 320×10^{-6} Amp.	$0,046 \times 10^{-4}$
Duddelell-Thermogalv. Platin auf Glas ⁸⁾	—	"	103	" 138,4 $\times 10^{-6}$ "	$0,049 \times 10^{-4}$
"	—	"	202,5	" 110 $\times 10^{-6}$ "	$0,061 \times 10^{-4}$
"	—	"	363	" 92,4 $\times 10^{-6}$ "	$0,077 \times 10^{-4}$
"	—	"	1071	" 48,4 $\times 10^{-6}$ "	$0,063 \times 10^{-4}$
"	—	"	3367	" 35,2 $\times 10^{-6}$ "	$0,104 \times 10^{-4}$
"	—	"	13910	" 12,4 $\times 10^{-6}$ "	$0,055 \times 10^{-4}$

¹⁾ Versuche im physik. Institut Braunschweig (Form des Instruments s. Fig. ⁸⁸⁾). — ²⁾ Angabe der Firma Hartmann & Braun. — ³⁾ Mitteilung von Herrn Béla Gáti. — Brückenstrom 0,02 Amp. (vgl. aber 47). — ⁴⁾ Versuche im physik. Institut Braunschweig. — Brückenstrom 0,02 Amp. Strom durch den Bolometerdraht 0,04 Amp. — ⁵⁾ Bei Spiegelablesung ist hier und im folgenden ein Skalenabstand von 1 mm angenommen. — ⁶⁾ E. T. Z. 1906 S. 467. — ⁷⁾ Versuche im physik. Institut. Braunschweig. — ⁸⁾ In der Ausführung der Cambridge Scientific Instrument Co. Broschüre dieser Gesellschaft.

51. Messung sehr geringer Stromstärken⁷⁹⁾.

Für die Messung *sehr* geringer Stromstärken können auch die später zu besprechenden Detektoren (z. B. Bleiglanz—Graphit [150] oder Rotzinkerz—Kupferkies [160] oder Audion [161 c]) gute Dienste leisten.

Man verwendet sie in Verbindung mit einem Galvanometer (Schaltung z. B. diejenige von Fig. 375, im Kreis S_2C' : Telephon durch Galvanometer ersetzt) oder in Verbindung mit einem Telephon (Schaltung diejenige von Fig. 375, Kreis S_2C'). Im ersten Fall gibt der Ausschlag des Galvanometers unmittelbar ein Maß für die Stärke*) des durchgeschickten Wechselstromes, im zweiten Fall kann man zu einem Maß für die Stärke*) des Wechselstroms durch zwei verschiedene Methoden gelangen.

Entweder man schaltet parallel zum Telephon einen regulierbaren Widerstand und stellt diesen so ein, daß der Ton im Telephon gerade verschwindet; je kleiner der dafür nötige Widerstand ist, um so stärker ist der Wechselstrom (sog. *Parallel ohm*-Methode). Oder man läßt den zu messenden Hochfrequenzstrom auf einen Kreis, der den Detektor und das Telephon enthält, vermittels einer regulierbaren Koppelungsvorrichtung [54] induzieren; je loser man die Kopplung machen kann, bis der Ton im Telephon verschwindet, um so stärker ist der Wechselstrom.

Derartige Anordnungen müssen stets vor dem Gebrauch geaicht werden und sind auch dann für genaue Messungen nur geeignet, wenn der Detektor sehr regelmäßig arbeitet. Der große Vorteil derselben ist aber der, daß ihre Empfindlichkeit von ganz anderer Größenordnung⁷⁹⁾ ist als diejenige der in 47—49 besprochenen Apparate.

*) Bei Thermodetektoren für den Effektivwert.

Kapitel IV.

Gekoppelte Systeme.

§ 1. Allgemeines über Koppelung.

52. Magnetische, galvanische, elektrische Koppelung.

Man bezeichnet zwei elektromagnetische Systeme (Oszillatoren oder geschlossene Stromkreise) als „gekoppelt“, wenn sie so angeordnet sind, daß Schwingungen in dem einen System stets auch Schwingungen im

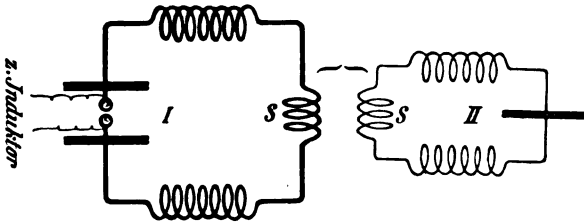


Fig. 110.

anderen zur Folge haben. Dasjenige System, in welchem die Energie z. B. durch einen Funkeninduktor oder eine ähnliche Energiequelle zuerst angehäuft wird, nennt man „Primärsystem“, das andere „Sekundärsystem“.

a. Magnetische oder induktive Koppelung.

Die Einwirkung zwischen den beiden Systemen wird nur durch ihr magnetisches Feld vermittelt: die beiden Systeme induzieren aufeinander*). Fig. 110 stellt einen derartigen Fall für zwei Kondensatorkreise dar; die Klammer an den beiden Spulen S soll hier wie im folgenden bedeuten, daß die beiden aufeinander induzieren.

b. Galvanische Koppelung.

In Fig. 111, die eine derartige Schaltung zeigt, ist es praktisch, den stark ausgezogenen Teil als Primärsystem, den schwach aus-

*) Für die elektromotorischen Kräfte \mathcal{E}_{11} bzw. \mathcal{E}_{12} , die in I durch das Sekundärsystem bzw. in II durch das Primärsystem induziert werden, gilt bekanntlich

$$\mathcal{E}_{11} = \omega L_{11} \cdot J_{10}; \quad \mathcal{E}_{12} = \omega L_{12} \cdot J_{20} \quad (\text{bzw. } \mathcal{E}_{21} = \omega L_{21} \cdot J_{10} \text{ usw.}).$$

gezogenen zusammen mit der Spule S als Sekundärssystem anzusprechen; Spule S ist also beiden Systemen gemeinsam. Man kann sich vorstellen, daß die Schaltung Fig. 111 aus derjenigen von Fig. 110 hervorgegangen ist, indem man beide Spulen S von Fig. 110 etwa zuerst nebeneinander auf einen gemeinsamen Kern wickelte, wie etwa die Spulen S_1 und S_2 von Fig. 112, und dann schließlich ganz zusammenfallen ließ. Bei dieser Vorstellung ist es selbstverständlich, daß auch hier wie in Fig. 110 eine

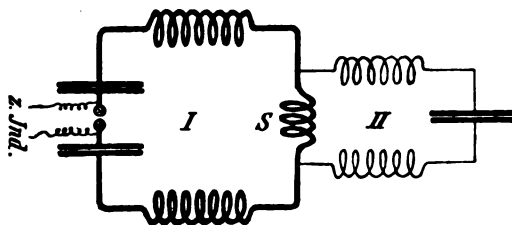


Fig. 111.

magnetische Koppelung vorhanden ist: der Strom J_1 im Primärssystem liefert einen magnetischen Induktionsfluß durch die Spule S; dieser muß im Sekundärssystem eine EMK induzieren, da S auch dem Sekundärssystem angehört.

Zu der magnetischen kommt aber hier noch eine andere Art von Koppelung hinzu. Wenn S in Fig. 111 einen induktionslosen (z. B. elektrolytischen) Widerstand bedeutete, und man ordnete die beiden



Fig. 112.

Systeme so an, daß keine magnetischen Induktionslinien des einen durch das andere hindurchgehen können, so würde trotzdem eine Koppelung der beiden Kreise vorhanden sein, auch dann, wenn jede Beeinflussung durch das magnetische Feld ausgeschlossen ist.

Der Strom im Primärssystem würde zwischen den Enden von S eine Spannung hervorrufen, die ihrerseits zu einem Strom im Sekundärssystem Veranlassung geben würde. Diese Art von Koppelung bezeichnet man als „galvanische“.

Der Fall von Fig. 111 repräsentiert also eine Verbindung von magnetischer und galvanischer Koppelung, die sehr häufig als „direkte Schaltung“ oder „direkte Koppelung“ bezeichnet wird⁸¹⁾.

In diesem Fall kommen zu den elektromotorischen Kräften \mathcal{E}_{i1} und \mathcal{E}_{i2} , die durch die magnetische Koppelung im Primär- und Sekundärssystem hervorgerufen werden, noch andere elektromotorische Kräfte \mathcal{E}_{e1} bzw. \mathcal{E}_{e2} , erzeugt durch die galvanische Koppelung, hinzu. Und zwar ist⁸¹⁾

$$\mathcal{E}_{e10} = R J_{20}; \quad \mathcal{E}_{i10} = \omega L \cdot J_{20}$$

$$\mathcal{E}_{e20} = R J_{10}; \quad \mathcal{E}_{i20} = \omega L \cdot J_{10}$$

(\Re bzw. \mathfrak{L} effektiver Widerstand bzw. Selbstinduktionskoeffizient der Spule S Fig. 111). Daraus folgt

$$\frac{\mathfrak{L}_{i10}}{\mathfrak{L}_{s10}} = \frac{\mathfrak{L}_{i20}}{\mathfrak{L}_{s20}} = \frac{\omega \mathfrak{L}}{\Re},$$

d. h. es verhalten sich die Amplituden der durch die magnetische Koppelung induzierten elektromotorischen Kräfte zu den durch die galvanische Koppelung

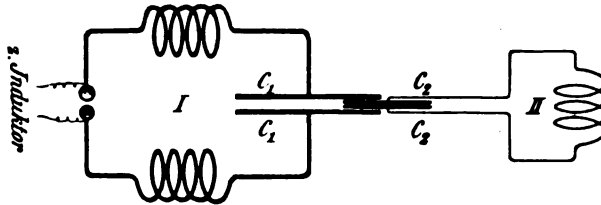


Fig. 113.

hervorgerufenen wie die Induktanz der Spule S zu ihrem Widerstand. Nach 41 a ist aber im Gebiet der drahtlosen Telegraphie die Induktanz einer Drahtleitung aus nicht extrem dünnem oder extrem schlecht leitendem Draht meist viel größer als der Widerstand.

In allen praktisch wichtigen Fällen braucht man also bei gemeinsamer magnetischer und galvanischer Koppelung (direkter Schaltung)

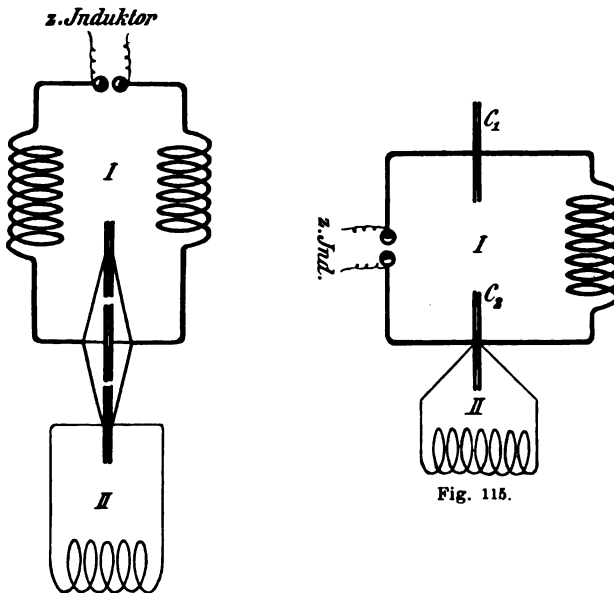


Fig. 115.

Fig. 114.

nur den Einfluß der magnetischen Koppelung in Betracht zu ziehen. Die Schaltung von Fig. 111 kann also als praktisch identisch mit der Schaltung Fig. 110 angesehen werden⁸¹⁾.

c. Elektrische Koppelung.

Die Einwirkung der beiden Kondensatorkreise von Fig. 113 aufeinander wird durch das elektrische Feld zwischen den Kondensatorbelegungen vermittelt: sobald zwischen den Belegungen von C_1 ein elektrisches Feld vorhanden ist, tritt auch zwischen denjenigen von C_2 eine Spannung auf. Schwingungen im Primärkreis haben also notwendig auch Schwingungen im Sekundärkreis zur Folge.

Abänderungen der Schaltung von Fig. 113, bei welchen ebenfalls elektrische Koppelung vorliegt, sind in den Fig. 114 und 115 wiedergegeben. Die elektrische Koppelung besteht dabei, wie in allen Fällen, in denen sie praktisch verwendet wird, darin, daß die beiden Systeme einen (Fig. 115) oder mehrere (Fig. 114) Kondensatoren gemeinsam haben („kapazitive“ Koppelung).

53. Lose und feste Koppelung.

a. Jede Koppelung zwischen zwei Systemen hat nicht nur eine Wirkung des Primärsystems auf das sekundäre, sondern auch eine Rückwirkung des Sekundärsystems auf das primäre zur Folge. Ist die Rückwirkung so gering, daß sie die Schwingungen im Primärsystem nur wenig beeinflußt, so sagt man, die Koppelung der beiden Systeme sei „lose“; man nennt sie „*extrem lose*“, wenn die Rückwirkung nicht merklich ist. Ist die Rückwirkung stark, so spricht man von einer „*festen*“ Koppelung. Bei magnetischer Koppelung wird die Koppelung um so loser, je weiter man unter sonst gleichen Umständen die Systeme voneinander entfernt, bei kombinierter magnetischer und galvanischer Koppelung (direkter Schaltung), je mehr man den gemeinsamen Teil der beiden Systeme reduziert.

b. Ein gewisses*) Maß für die Stärke der magnetischen Koppelung gibt der „*Koppelungskoeffizient*“.

Handelt es sich um Koppelung von zwei Systemen mit quasi-stationärer Strömung (zwei Kondensatorkreise oder ein Kondensator-kreis und ein offener Oszillator, in dem die Stromamplitude an den verschiedenen Stellen nicht merklich verschieden ist), so ist der Koppelungskoeffizient

$$K = \sqrt{\frac{L_{12} \cdot L_{21}}{\mathfrak{L}_1 \mathfrak{L}_2}} = \frac{L_{12}}{\sqrt{\mathfrak{L}_1 \mathfrak{L}_2}},$$

worin der wechselseitige Induktionskoeffizient L_{12} (bzw. L_{21}) merklich denselben Wert besitzt wie bei langsam veränderlichen Strömen.

*) Vgl. Fußnote *) S. 122.

Ist bei einem der beiden Systeme die Stromamplitude an verschiedenen Stellen verschieden, so ist

$$K = \sqrt{\frac{\mathfrak{L}_{12} \mathfrak{L}_{21}}{\mathfrak{L}_1 \mathfrak{L}_2}} = \sqrt{\frac{\mathfrak{L}_{12}}{\mathfrak{L}_1 \mathfrak{L}_2}}.$$

Darin bedeutet \mathfrak{L}_1 bzw. \mathfrak{L}_2 die wirksamen Selbstinduktionskoeffizienten, \mathfrak{L}_{12} bzw. \mathfrak{L}_{21} die „*wirksamen wechselseitigen Induktionskoeffizienten*“ der beiden Systeme. Die Größe von \mathfrak{L}_{12} bzw. \mathfrak{L}_{21} hängt von der Stromverteilung und von der Stelle, an welcher gekoppelt wird, ab*). Sie unterscheidet sich von L_{12} bzw. L_{21} , dem Wert für quasistationären Strom in beiden Systemen, um so weniger, je näher die Koppelungsstelle einem Strombauch liegt und je gleichförmiger die Stromverteilung auf dem Oszillator ist.

54. Koppelungsvorrichtungen⁵²⁾.

a. Die direkte Schaltung wird meist in der Weise ausgeführt, daß von einem Teil C D (Fig. 116) einer Spule A B, welche dem Primärsystem angehört, zum Sekundärssystem abgezweigt wird oder umgekehrt. Werden die Anschlüsse C und D oder einer von ihnen als Steckkontakt oder Schleifkontakt ausgebildet, so läßt sich der Koppelungskoeffizient in Stufen oder stetig verändern.

b. Für die magnetische Koppelung war früher die bekannte Anordnung des „*Tesla-transformators*“, zwei koaxiale Zylinderspulen (Fig. 117), allgemein üblich. Ist eine der Spulen (in Fig. 117 die äußere) verschiebbar eingerichtet, so ist damit eine stetige Änderung des Koppelungskoeffizienten möglich. Auch zwei gegen-

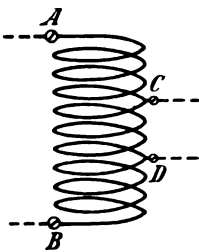


Fig. 116.

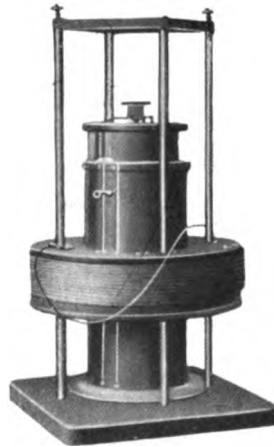


Fig. 117.

einander verschiebbare Flachspulen bilden eine für das Laboratorium bequeme Koppelungsvorrichtung.

*) Bei sinusförmiger Stromverteilung [18] in einem der beiden Systeme ist

$$\mathfrak{L}_{12} = \mathfrak{L}_{21} = \cos \frac{2\pi x}{\lambda} \cdot L_{12},$$

wenn die Koppelungsstelle den Abstand x vom Strombauch besitzt und λ die Wellenlänge der Schwingung ist.

In neuerer Zeit werden Anordnungen mit einer drehbaren Spule vorgezogen. Als solche können alle Variometer [38 c] mit zwei Spulen dienen, wenn man die eine Spule in das Primärsystem, die

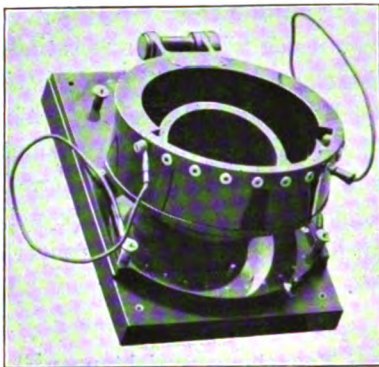


Fig. 118.

82)

andere in das Sekundärsystem einschaltet. Sehr viel gebraucht wird eine Konstruktion nach Art der Fig. 118 (Ges. f. drahtl. Tel.).

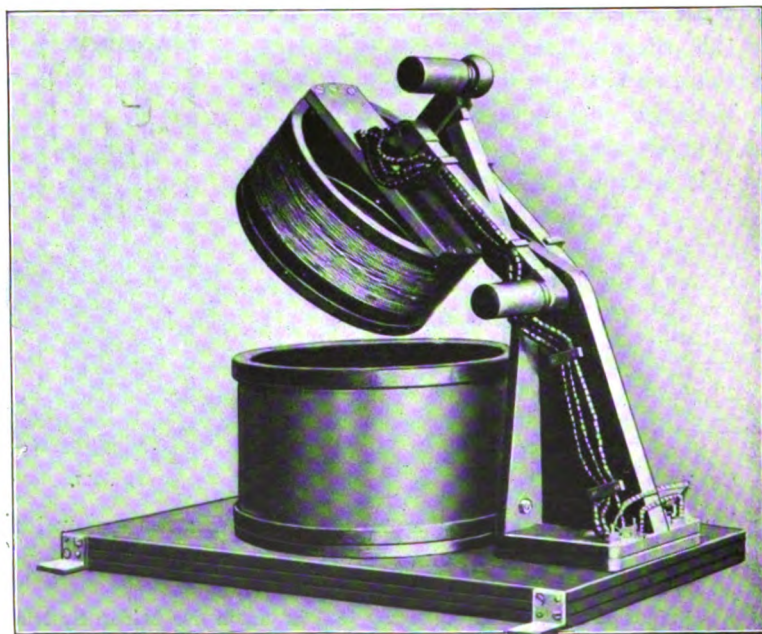


Fig. 119.

51)

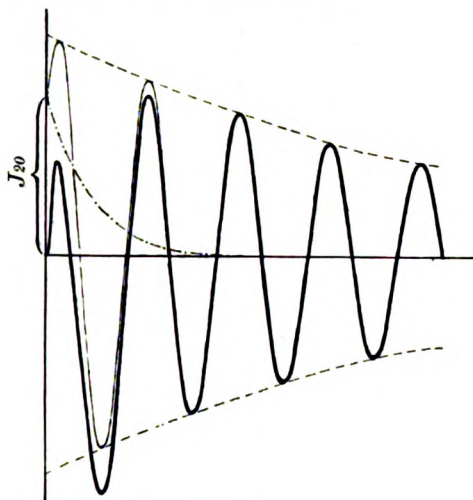
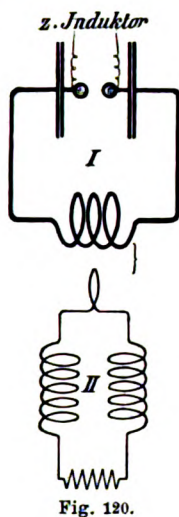
Drehbar und gleichzeitig verschiebbar ist die obere Spule in der Koppelungsvorrichtung Fig. 119 (C. Lorenz).

Digitized by Google

§ 2. Lose Koppelung gedämpft schwingender Systeme.

55. Koppelung zwischen Oszillator und geschlossenem Stromkreis.

a. Ein Oszillator, z. B. der Kondensatorkreis I Fig. 120, sei mit einem geschlossenen Stromkreis (II Fig. 120) extrem lose gekoppelt. Es entstehen dann im geschlossenen Stromkreis Schwingungen, sobald im Oszillator Schwingungen erregt werden. Die Frequenz und das Dekrement dieser Schwingungen sind dieselben wie im Oszillator. Ein Unterschied gegenüber den Schwingungen im Oszillator besteht aber darin, daß im geschlossenen Stromkreis die Amplitude der Schwingungen im ersten Moment nicht im Maximum ist, sondern erst allmählich ansteigt, wie es Fig. 121 für einen bestimmten Fall zeigt*).



b. Die Anordnung von Fig. 120 wird besonders häufig in der Weise praktisch gebraucht, daß im geschlossenen Stromkreis sich ein Meßinstrument befindet, das ein in den Oszillator selbst eingeschaltetes Meßinstrument ersetzen soll. Es muß in diesem Fall verlangt werden,

1. daß die Wärmeentwicklung Q in dem Instrument proportional ist derjenigen Wärmeentwicklung Q' , die man in demselben Instrument bekommen würde, wenn es in den Oszillator selbst eingeschaltet wäre, d. h.

$$Q = A \cdot Q';$$

*) Mathematisch ausgedrückt rührt das davon her, daß zu der Schwingung ein Strom von der Form $J_2 = J_{20} e^{-\frac{R}{2L} t}$ hinzukommt (t = Zeit, R Widerstand, L Selbstinduktionskoeffizient des geschlossenen Stromkreises).

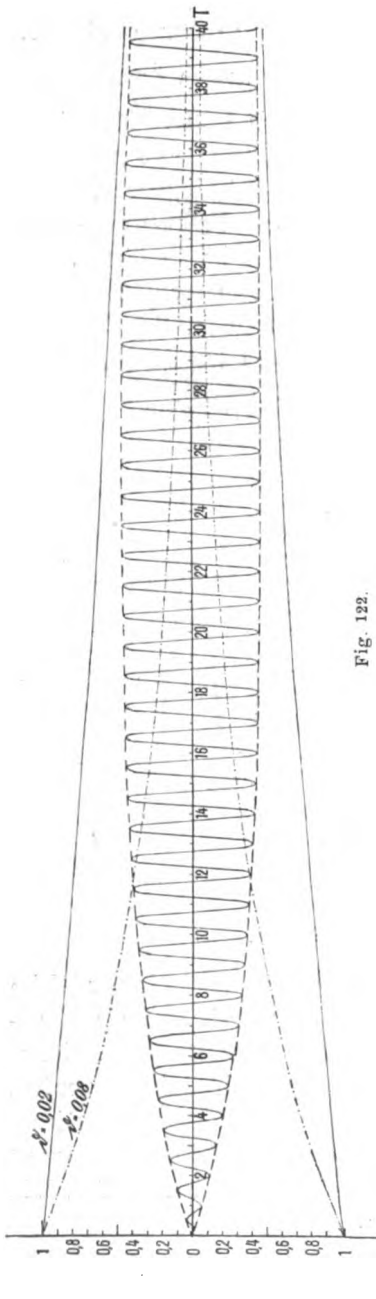


Fig. 122.

2. daß der Proportionalitätsfaktor A von der Frequenz unabhängig ist*).

Beiden Bedingungen wird — allerdings auf Kosten der Stromamplitude — genügt, wenn im geschlossenen Stromkreis die Induktanz sehr groß gemacht wird gegen den Widerstand.

c. Ist die Koppelung lose, aber nicht extrem lose, so daß die Rückwirkung auf den Oszillator zwar nicht unmerklich, aber doch sehr gering wird, so ist man berechtigt zu sagen, daß durch die Rückwirkung der Selbstinduktionskoeffizient des Oszillators scheinbar verkleinert, der Widerstand scheinbar erhöht wird. Nach 3 und 8 d hat dies eine Vergrößerung von Frequenz und Dekrement zur Folge.

Für manche Zwecke ist es bequem, einen „äquivalenten Widerstand“ R des geschlossenen Stromkreises einzuführen durch die Bedingung, daß $R J_{\text{eff}}^2$ (J Strom im Oszillator) die Energie bedeuten soll, die pro Sekunde vom Oszillator an den geschlossenen Stromkreis abgegeben wird. R ist unter sonst gleichen Umständen um so größer, je fester die Koppelung ist und zwar $\propto K^2$ ⁸³⁾.

56. Extrem lose Koppelung zweier Oszillatoren (V. Bjerknes ⁸⁴⁾).

a. Es liegt im Begriff der extrem losen Koppelung, daß die Schwingungen im Primärsystem merklich dieselben sind wie vor der Koppelung. Im Sekundärsystem treten im allgemeinen zwei Schwingungen auf:

1. eine Schwingung von der Frequenz und dem Dekrement des Primärsystems: die „erzwungene Schwingung“;

*) Von der zweiten Bedingung kann man sich dann dispensieren, wenn die Anordnung nur zu Messungen bei einer einzigen Frequenz gebraucht wird.

2. eine von der Frequenz und dem Dekrement des Sekundärsystems: die „Eigenschwingung“.

b. Die Amplitude sowohl der erzwungenen als der Eigenschwingung wird ein Maximum, wenn die Frequenz von Primär- und Sekundärsystem dieselbe ist, wenn, wie man sagt, Primär- und Sekundärsystem „*aufeinander abgestimmt*“ oder „*in Resonanz*“ sind. Dann haben die erzwungene Schwingung und die Eigenschwingung gleiche Frequenz und man kann beide Schwingungen als eine einzige auffassen.

Die Amplitudenkurve dieser einzigen Schwingung bestimmt sich, wenn die Amplitudenkurve auch des Primärsystems eine Exponentialkurve ist, in folgender Weise. Man zeichnet die Amplitudenkurve der erzwungenen Schwingung mit dem Dekrement δ_1 des Primär-

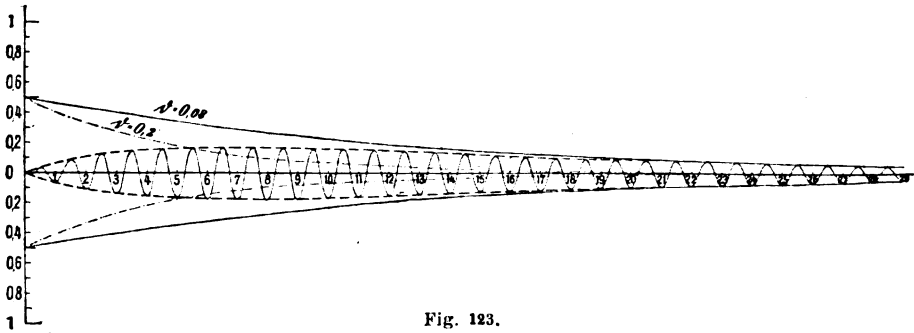


Fig. 123.

systems (z. B. in Fig. 122 die strichpunktierte Exponentialkurve), dann die Amplitudenkurve der Eigenschwingung mit dem Dekrement δ_2 des Sekundärsystems (z. B. in Fig. 122 die ausgezogene Kurve), und zwar die letztere Amplitudenkurve mit derselben Anfangsamplitude wie die erstere. Nun bildet man die Differenzkurve (gestrichelte Kurve von Fig. 122): diese ist die Amplitudenkurve der resultierenden Schwingung⁸⁵⁾.

In Fig. 122 ist die Konstruktion durchgeführt für $\delta_1 = 0,08$, $\delta_2 = 0,02$, in Fig. 123 für $\delta_1 = 0,08$, $\delta_2 = 0,2$. Die erste entspricht ungefähr der Koppelung eines Kondensatorkreises mit Funkenstrecke und eines solchen ohne Funkenstrecke, aber mit einem Meßinstrument mäßiger Empfindlichkeit. Der zweite Fall liegt ungefähr vor bei der Koppelung eines Kondensatorkreises mit Funkenstrecke⁸⁵⁾ und eines geraden linearen Oszillators.

Wenn die Dekremente der beiden Schwingungen sehr viel verschieden sind, so fällt nach kurzer Zeit die Amplitudenkurve der resultierenden Schwingung beinahe zusammen mit der Amplitudenkurve der schwächer gedämpften Schwingung. Der Ablauf der Schwin-

gung erfolgt nicht viel anders, als wenn die schwächer gedämpfte Schwingung allein vorhanden wäre. Daraus folgt für den Fall, daß

1. das Primärsystem viel weniger gedämpft ist als das sekundäre: man erhält auch im Sekundärsystem praktisch dieselben schwach gedämpften Schwingungen wie im Primärsystem;

2. das Primärsystem sehr viel stärker gedämpft ist als das sekundäre: die Schwingungen verlaufen im Sekundärsystem praktisch so, wie wenn nur dessen schwach gedämpfte Eigenschwingungen vorhanden wären. Das Primärsystem dient nur dazu, um die Eigenschwingungen des Sekundärsystems zu erregen, „anzustoßen“.

c. Aus der in b angegebenen Konstruktion der Amplitudenkurve geht hervor, daß der höchste Wert, den die Amplitude der resultierenden Schwingung bei Resonanz überhaupt annimmt, die sogenannte „Maximalamplitude“ (J_{\max}), keinesfalls größer sein kann als die Amplitude J_0 der erzwungenen Schwingung. Für diese letztere gilt bei zwei Systemen mit quasistationärer*) Strömung⁸⁵⁾

$$J_0 = \pi \cdot \frac{L_{21}}{\Omega_2(b_1 - b_2)} \cdot J_{10},$$

für die Maximalamplitude

$$J_{\max} = \frac{\pi}{b_2} \cdot \left(\frac{b_1}{b_2} \right)^{\frac{b_1}{b_2 - b_1}} \cdot \frac{L_{21}}{\Omega_2} J_{10}.$$

57. Lose Koppelung zweier Oszillatoren (M. Wien⁸⁶⁾).

Ist die Koppelung nicht extrem lose, aber doch so lose, daß $K^2 < \left(\frac{b_1 - b_2}{2\pi} \right)^2$ ist, so macht sich eine geringe Rückwirkung bemerkbar. Infolge davon ändert sich, zum mindesten in erster Annäherung, nur die Dämpfung der beiden Schwingungen. Das Dekrement der schwächer gedämpften Schwingung wird erhöht, dasjenige der stärker gedämpften Schwingung erniedrigt, die Werte der beiden Dekremente also einander genähert.

Die Beziehungen, welche für die neuen Dekremente b^I und b^{II} bei Primärsystemen ohne Funkenstrecke gelten, sind:

$$\left. \begin{aligned} b^I &= \frac{1}{2} (b_1 + b_2 + 2\pi K_1) \\ b^{II} &= \frac{1}{2} (b_1 + b_2 - 2\pi K_1) \end{aligned} \right\} K_1^2 = \left(\frac{b_1 - b_2}{2\pi} \right)^2 - K^2$$

*) Bei nicht quasistationärem Strom ist in dem Ausdruck J_0 bzw. J_{\max} L_{21} durch Ω_{21} zu ersetzen und unter J_0 bzw. J_{\max} der Wert im Strombauch zu verstehen.

oder solange K klein ist gegen $\frac{b_1 - b_2}{2\pi}$

$$b^I = b_1 + \frac{\pi^2 K^2}{b_2 - b_1}$$

$$b^{II} = b_2 - \frac{\pi^2 K^2}{b_2 - b_1}.$$

§ 3. Feste Koppelung abgestimmter, gedämpft schwingender Systeme.

58. Die Form der Schwingung.

Zwei abgestimmte Oszillatoren z. B. zwei Kondensatorkreise, die vor ihrer Koppelung die Frequenz N bzw. Wellenlänge λ und die Dekremente b_1 und b_2 hatten, werden gekoppelt. Die Koppelung soll nicht lose sein, so daß jedenfalls

$$K^2 > \left(\frac{b_1 - b_2}{2\pi} \right)^2 *),$$

also

$$K'^2 = K^2 - \left(\frac{b_1 - b_2}{2\pi} \right)^2 > 0 \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

ist. Überall, wo es sich um einigermaßen feste Koppelung handelt, ist K^2 ziemlich viel größer als $\left(\frac{b_1 - b_2}{2\pi} \right)^2$, also K' nicht viel verschieden vom Koppelungskoeffizienten K^*).

Dann treten im allgemeinen⁹⁷⁾ nach der Koppelung sowohl im Primär- als im Sekundärsystem zwei Schwingungen, die sogenannten „Koppelungsschwingungen“ (*Koppelungswellen*) auf mit zwei verschiedenen Frequenzen N^I und N^{II} und zwei verschiedenen Dekrementen b^I und b^{II} .

Bezeichnet wie bisher J_1 bzw. \mathcal{J}_1 Strom und Spannung im Primärsystem, J_2 bzw. \mathcal{J}_2 dasselbe im Sekundärsystem, so ist sowohl J_1 (bzw. \mathcal{J}_1) als J_2 (bzw. \mathcal{J}_2) die Resultante von zwei Schwingungen. Man kann also schreiben:

$$\left. \begin{aligned} J_1 &= J_1^I + J_1^{II} \\ \mathcal{J}_1 &= \mathcal{J}_1^I + \mathcal{J}_1^{II} \end{aligned} \right\} \text{ für das Primärsystem,}$$

$$\left. \begin{aligned} J_2 &= J_2^I + J_2^{II} \\ \mathcal{J}_2 &= \mathcal{J}_2^I + \mathcal{J}_2^{II} \end{aligned} \right\} \text{ für das Sekundärsystem.}$$

*) In dem sehr ungünstigen Falle $b_1 = 0,08$, $b_2 = 0,2$ muß nach dieser Bedingung $K > 0,02$ sein; für $K > 0,1$ wird K' in allen praktischen Fällen merklich identisch mit K .

Von diesen vier Schwingungen haben

$$\begin{array}{ll} J_1^I \text{ (bzw. } \mathcal{J}_1^I) & \left\{ \begin{array}{l} \text{die Frequenz } N^I \text{ bzw. die Wellen-} \\ \text{länge } \lambda^I, \text{ das Dekrement } \mathfrak{d}^I, \end{array} \right. \\ J_2^I \text{ (bzw. } \mathcal{J}_2^I) & \left\{ \begin{array}{l} \text{die Frequenz } N^I \text{ bzw. die Wellen-} \\ \text{länge } \lambda^I, \text{ das Dekrement } \mathfrak{d}^I, \end{array} \right. \\ J_1^{II} \text{ (bzw. } \mathcal{J}_1^{II}) & \left\{ \begin{array}{l} \text{die Frequenz } N^{II} \text{ bzw. die Wellen-} \\ \text{länge } \lambda^{II}, \text{ das Dekrement } \mathfrak{d}^{II}. \end{array} \right. \\ J_2^{II} \text{ (bzw. } \mathcal{J}_2^{II}) & \left\{ \begin{array}{l} \text{die Frequenz } N^{II} \text{ bzw. die Wellen-} \\ \text{länge } \lambda^{II}, \text{ das Dekrement } \mathfrak{d}^{II}. \end{array} \right. \end{array}$$

59. Die Frequenz der Koppelungs-Schwingungen.

a. Primärsystem ohne Funkenstrecke.

Es möge der Index I für die Schwingung mit der höheren Frequenz, also kürzeren Wellenlänge, gebraucht werden. Dann gelten die Beziehungen:

$$\left. \begin{array}{l} N^I = \frac{N}{\sqrt{1-K'}} \\ N^{II} = \frac{N}{\sqrt{1+K'}} \end{array} \right\} \frac{N^I}{N^{II}} = \sqrt{\frac{1+K'}{1-K'}} \quad \dots (1)$$

bzw.

$$\left. \begin{array}{l} \lambda^I = \lambda \sqrt{1-K'} \\ \lambda^{II} = \lambda \sqrt{1+K'} \end{array} \right\} \frac{\lambda^I}{\lambda^{II}} = \sqrt{\frac{1-K'}{1+K'}} \quad \dots (2)$$

Je größer also K' , d. h. je fester die Koppelung ist, umso mehr weichen die Frequenzen (Wellenlängen) der Koppelungs-Schwingungen voneinander und von der ursprünglich gemeinsamen Frequenz (Wellenlänge) ab.

b. Primärsystem mit Funkenstrecke.

Auch in diesem Falle bestehen zwischen den Frequenzen nach der Koppelung und derjenigen vor der Koppelung Beziehungen von der Form der Gleichungen (1). Unsicher, aber auch praktisch gleichgültig ist, ob der darin auftretende Faktor K' zu dem Koppelungskoeffizienten K und den Dekrementen in der Beziehung von 58 Gl. (1) steht. Die Größe, welche die Stärke der Koppelung tatsächlich bestimmt und welche direkt experimentell gemessen werden kann [87], ist auch bei Systemen mit Funkenstrecke der Faktor K' .

Man bezeichnet K' als „Koppelungsgrad“. Der Wert desselben wird vielfach in Prozenten angegeben: ein „3%iger Koppelungsgrad“ soll also heißen: $K' = 0,03$. Das Verhältnis zwischen N^I , N^{II} , N bzw. λ , λ^I u. λ^{II} ist in Tab. X für die verschiedenen Werte von K' gerechnet.

c. Die resultierende Schwingung, welche die beiden Koppelungs-Schwingungen verschiedener Frequenz liefern, hat die Form, welche die schematische Fig. 130 S. 112, ebenso die Aufnahme

mit dem Glimmlichtoszillographen (H. Diesselhorst⁸⁸) von Fig. 124 und die Funkenaufnahme (H. Rau⁸⁹) Fig. 125 zeigen. Man kann die resultierende Schwingung auffassen als eine solche von der Frequenz N und einer Amplitude, die periodisch zu- und abnimmt. Sie zeigt also das, was man in der Akustik *Schwebungen* nennt.

Je mehr die Frequenzen der beiden Schwingungen sich unterscheiden, je größer also der Koppelungsgrad ist, um so mehr Schwebungen bekommt man pro Sekunde. Für die Anzahl Schwebungen pro Sekunde, d. h. für die Zahl s , die angibt, wie oft die Amplitude pro Sekunde Null wird, gilt die Beziehung

$$s = N^I - N^{II} = \text{annähernd } NK'.$$

Die Dauer einer Schwebung ist also annähernd $= \frac{1}{NK'}$ Sekunden $= \frac{1}{K'}$ Perioden.

d. Die Energieverhältnisse liegen, wie aus Fig. 130 unmittelbar her-

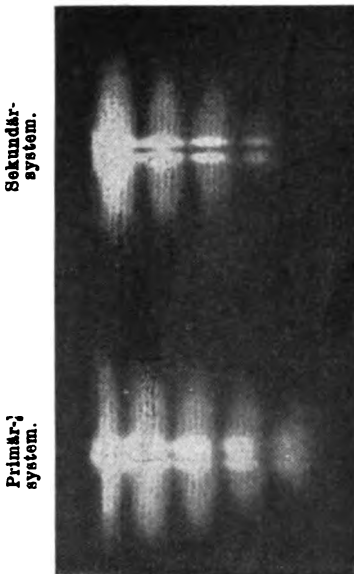


Fig. 124⁸⁸).

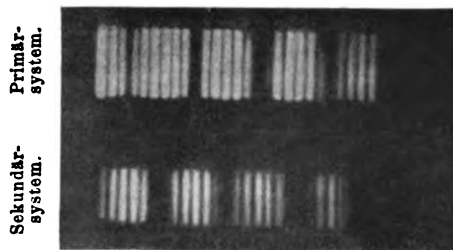


Fig. 125⁸⁹).

vorgeht, folgendermaßen. Im Anfang befindet sich die ganze Energie im Primärsystem. Nach einer halben Schwebung ist die Amplitude der Schwingung im Primärsystem Null, im Sekundärsystem im Maximum: die ganze Energie ist in das Sekundärsystem übergegangen. Nach einer weiteren halben Schwebung ist die Energie wieder in das Primärsystem zurückgekehrt, im Sekundärsystem Null usw. Es pendelt also die Energie fortgesetzt zwischen Primär- und Sekundärsystem hin und her.

60. Die Dekremente der Koppelungs-Schwingungen.

a. Primärsystem ohne Funkenstrecke (P. Drude⁸⁹).

Zwischen den Dekrementen vor und nach der Koppelung bestehen die Beziehungen:

$$\left. \begin{aligned} \delta^I &= \frac{b_1 + b_2}{2} \cdot \frac{N^I}{N} = \frac{b_1 + b_2}{2} \cdot \frac{\lambda}{\lambda^I} \\ \delta^{II} &= \frac{b_1 + b_2}{2} \cdot \frac{N^{II}}{N} = \frac{b_1 + b_2}{2} \cdot \frac{\lambda}{\lambda^{II}} \end{aligned} \right\} \frac{\delta^I}{\delta^{II}} = \frac{N^I}{N^{II}} = \frac{\lambda^{II}}{\lambda^I}.$$

Während also für geringe Koppelungsgrade die Dekremente der beiden Schwingungen annähernd gleich dem Mittelwert der Dekremente vor der Koppelung sind, wird mit Steigerung des Koppelungsgrads das Dekrement der Schwingung mit der kürzeren Wellenlänge größer, das Dekrement der Schwingung mit der längeren Wellenlänge kleiner als jener Mittelwert.

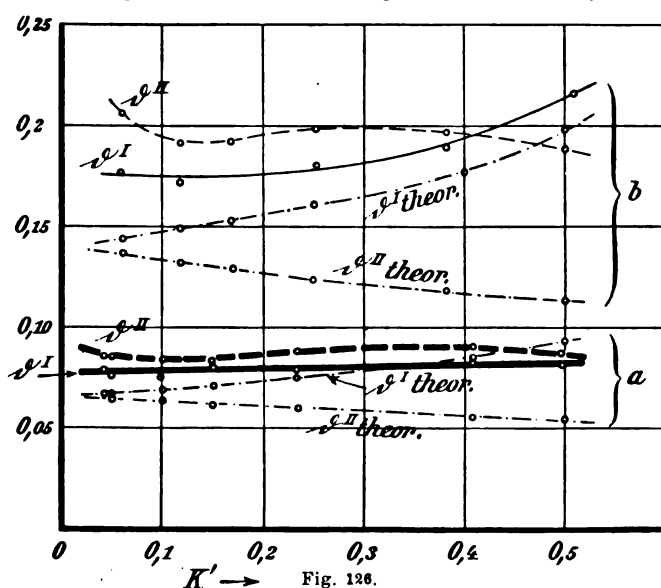


Fig. 126.

Die stärkste Koppelung, die theoretisch möglich ist, ist $K' = 1$, die stärkste Koppelung, die im allgemeinen praktisch realisierbar ist, ist etwa $K' = 0,6$. Bei dieser letzteren Koppelung wird

$$\begin{aligned} N^I &= 1,6 N; & \delta^I &= 0,8 (b_1 + b_2), \\ N^{II} &= 0,8 N; & \delta^{II} &= 0,4 (b_1 + b_2). \end{aligned}$$

Praktisch wird also die Frequenz und das Dekrement der Schwingung mit der kürzeren Wellenlänge höchstens doppelt so groß als bei der Schwingung mit der längeren Wellenlänge.

b. Primärsystem mit Funkenstrecke (C. Fischer)⁹⁰⁾.

In diesem Falle gelten die Beziehungen von **a** nicht.

1. Es ist das Dekrement beider Schwingungen insbesondere bei schwacher Koppelung größer, als sie nach **a** sein sollte.

2. Es ist durchaus nicht allgemein die Schwingung mit der kürzeren

Wellenlänge die stärker gedämpfte. Sie ist im Gegenteil meist schwächer gedämpft als die Schwingung mit der größeren Wellenlänge.

Wie die Verhältnisse bei der Koppelung eines Kondensatorkreises mit Funkenstrecke mit einem solchen ohne Funkenstrecke liegen, geht aus den Beobachtungen von C. Fischer hervor, deren Resultate in den Fig. 126 und 127 dargestellt sind. Fig. 126 bezieht sich auf den Fall, daß die Kapazitäten von Primär- und Sekundärsystem nahezu gleich

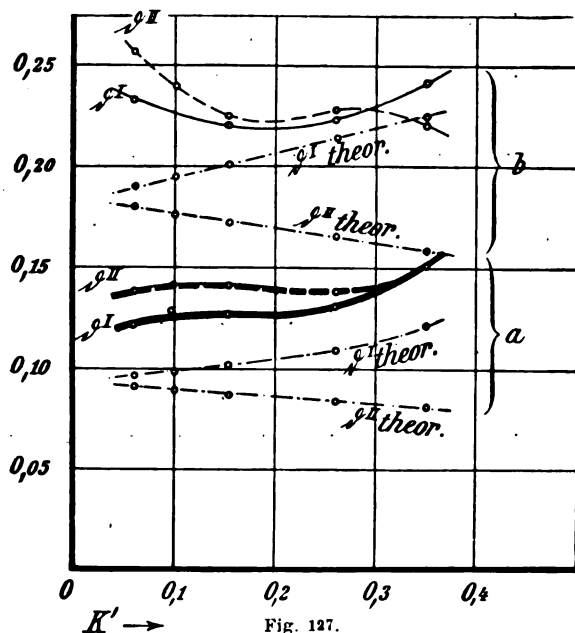


Fig. 127.

sind*), während bei Fig. 127**) die Kapazität des Primärsystems bedeutend größer als diejenige des Sekundärsystems war.

61. Amplitude und Phase der Schwingungen⁹¹⁾.

a. Amplitude***).

Die Stromamplituden***) der einzelnen Schwingungen verhalten sich annähernd wie ihre Frequenzen, d. h.

$$\frac{J_{10}^I}{J_{10}^{II}} = \frac{J_{20}^I}{J_{20}^{II}} = \frac{N^I}{N^{II}} = \frac{\lambda^{II}}{\lambda^I}.$$

*) $\mathcal{C}_1 = \mathcal{C}_2 = 0,85 \cdot 10^{-3}$ MF. $\mathcal{L}_1 = \mathcal{L}_2 = \text{ca. } 22\,000$ C.G.S. Funkenlänge 6 mm.

**) $\mathcal{C}_1 = 5,29 \cdot 10^{-3}$ MF. $\mathcal{L}_1 = 6230$ C.G.S. Funkenlänge ca. 6,8 mm.

$\mathcal{C}_2 = 0,45 \cdot 10^{-3}$ MF. $\mathcal{L}_2 = 73\,000$ C.G.S.

***) Bei nicht quasistationärer Strömung in einem der beiden Systeme ist unter Stromamplitude der Wert im Strombauch zu verstehen.

Die Stromamplitude der Schwingung mit der kürzeren Wellenlänge ist also größer als die Schwingung mit der größeren Wellenlänge.

Nimmt man die Anfangsspannung \mathcal{U}'_{10} des Primärsystems als gegeben an, so ergeben sich für Strom- und Spannungsamplitude in einem Sekundärsystem mit quasistationärer Strömung die folgenden Ausdrücke*):

$$\begin{aligned}\mathcal{U}'_{20}^I &= \mathcal{U}'_{20}^{II} = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{\mathcal{C}_1}{\mathcal{C}_2}} \cdot \mathcal{U}'_{10} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mathcal{L}_2}{\mathcal{L}_1}} \cdot \mathcal{U}'_{10} \\ J_{20}^I &= \pi N^I \sqrt{\frac{\mathcal{C}_1 \mathcal{C}_2}{\mathcal{C}_1}} \cdot \mathcal{U}'_{10} = \sqrt{\frac{\mathcal{C}_2}{\mathcal{C}_1}} \cdot J_{10}^I = \sqrt{\frac{\mathcal{L}_1}{\mathcal{L}_2}} \cdot J_{10}^I \\ J_{20}^{II} &= \pi N^{II} \sqrt{\frac{\mathcal{C}_1 \mathcal{C}_2}{\mathcal{C}_1}} \cdot \mathcal{U}'_{10} = \sqrt{\frac{\mathcal{C}_2}{\mathcal{C}_1}} \cdot J_{10}^{II} = \sqrt{\frac{\mathcal{L}_1}{\mathcal{L}_2}} \cdot J_{10}^{II}\end{aligned}$$

b. Phase.

Rechnet man als positive Stromrichtung in beiden Systemen diejenige der Schwingung I, so nimmt das Vektordiagramm die Form von Fig. 128 an. Die Phasenwinkel φ^I und φ^{II} bestimmen sich annähernd aus

$$\begin{aligned}\operatorname{tg} \varphi^I &= \frac{b_2 - b_1}{2\pi} \cdot \frac{1}{K'} \cdot \frac{N}{N^I} \\ \operatorname{tg} \varphi^{II} &= \frac{b_2 - b_1}{2\pi} \cdot \frac{1}{K'} \cdot \frac{N}{N^{II}}\end{aligned}$$

In allen praktischen Fällen sind diese Winkel sehr klein, wenn die Koppelung einigermaßen fest ist**). Es gilt dann annähernd: von den Schwingungen derselben Frequenz, die in Primär- und Sekundärsystem

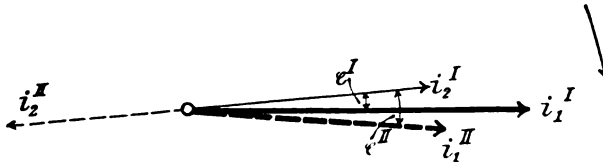


Fig. 128.

vorhanden sind, ist das eine Paar (J_1^I und J_2^I ****) nahezu gleichphasig, das andere (J_1^{II} und J_2^{II} ****) nahezu um 180° in der Phase verschoben.

c. Die Maximalamplitude der resultierenden Schwingung

*) Bei nicht quasistationärem Strom in einem der beiden Systeme gelten diese Beziehungen, soweit sie die Spannungen enthalten, zum Teil nur annähernd; die anderen sind richtig, wenn man unter Stromamplitude diejenige im Strombauch versteht.

**) Es sei $b_1 = 0,08$, $b_2 = 0,2$; dann braucht K' nur groß gegen $0,02$ zu sein. Bei weniger gedämpftem Sekundärsystem liegt der Fall noch günstiger.

****) In Fig. 128 steht i statt J .

im Sekundärsystem hängt nicht nur von der Amplitude der beiden Schwingungen, sondern auch noch von ihrer Phase und Dämpfung ab.

Enthält das Primärsystem keine Funkenstrecke, so gilt bei quasistationärem Strom im Sekundärsystem (P. D r u d e)⁸⁹⁾:

$$\mathscr{V}_{2\max} = \mathfrak{f} \cdot \sqrt{\frac{\mathfrak{G}_1}{\mathfrak{G}_2}} \cdot \mathscr{V}_{10} = \mathfrak{f} \sqrt{\frac{\mathfrak{G}_2}{\mathfrak{G}_1}} \cdot \mathscr{V}_{10}$$

$$J_{2\max} = 2\pi N \mathfrak{f} \sqrt{\mathfrak{G}_1 \mathfrak{G}_2} \cdot \mathscr{V}_{10}$$

Darin bedeutet \mathfrak{f} einen Faktor, der von der Summe der Dekremente $\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2$ vor der Koppelung und vom Koppelungsgrad in einer Weise abhängt, wie es in Fig. 129 dargestellt ist.

Bei Primärsystemen mit Funkenstrecke ist der Verlauf der Kurven für \mathfrak{f} ein etwas anderer. Der Unterschied scheint, soweit die Frage bis

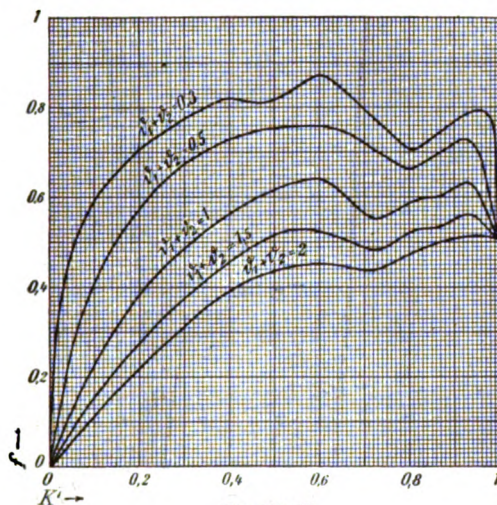


Fig. 129⁸⁹⁾.

jetzt untersucht wurde (J. Zenneck^{91a)}, C. Fischer⁹⁰⁾, hauptsächlich darin zu liegen, daß die Kurven zwischen $K' = 0,2$ und $0,4$ entweder ein wirkliches Maximum haben oder wenigstens von diesem Werte an nicht mehr weiter ansteigen.

§ 4. Löschwirkung in gekoppelten Systemen. (M. Wien⁹²⁾)

62. Die Form der Schwingungen.

Es war in 59 angegeben worden, daß unter den dortigen Bedingungen die Schwingungen im Primär- und Sekundärsystem von der Art der in Fig. 130*) dargestellt sind. Im Primärsystem ist nach Ablauf einer

*) Annahme $\mathfrak{d}^I = \mathfrak{d}^{II} = 0,08$; $K' = 0,16$.

halben Schwebung die Amplitude der Schwingung ganz oder nahezu Null. Nachher wächst sie wieder an und zwar deshalb, weil das Sekundär-
system, dessen Amplitude zu dieser Zeit im Maximum ist, im Primär-

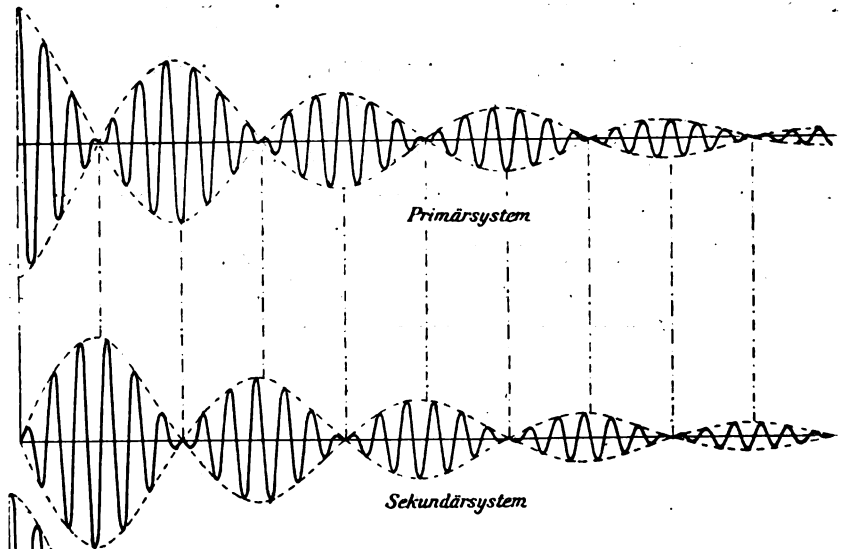


Fig. 130.

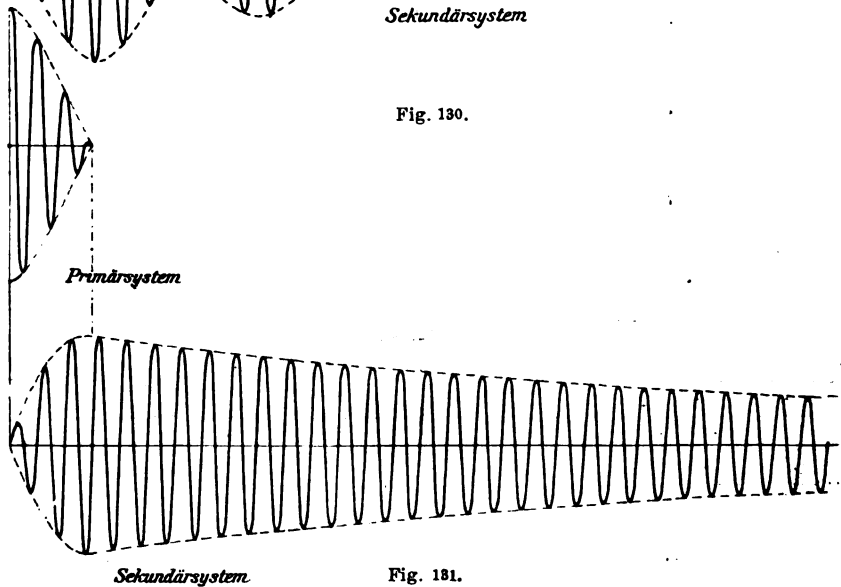


Fig. 181.

system eine EMK und damit eine Spannung zwischen den Elektroden der Funkenstrecke induziert.

Es kann aber auch der Fall eintreten, daß die Funkenstrecke während der Zeit, in welcher die Amplitude des Primärsystems sehr klein ist, derartig entionisiert wird, daß die vom Sekundärsystem induzierte EMK

nicht mehr ausreicht, um die Funkenstrecke wieder zu zünden. Infolge davon bleibt die Funkenstrecke erloschen — man spricht deshalb von „Löschwirkung“ oder „Löschfunken“^{*)}. Die Schwingungen im Primärsystem setzen dann vollkommen aus, und das Sekundärsystem schwingt

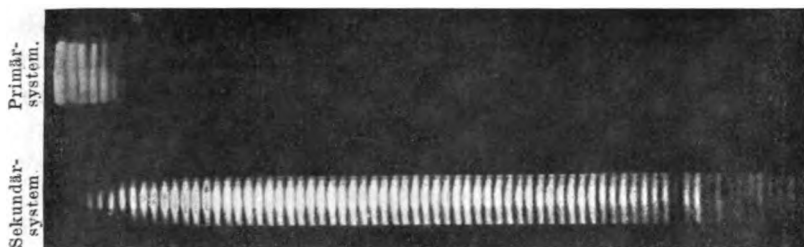


Fig. 132.

mit der ihm eigenen Dämpfung und Frequenz so weiter, als ob das Primärsystem überhaupt nicht vorhanden wäre (vgl. die schematische Fig. 131**) und die Funkenaufnahme Fig. 132 [H. R a u⁸⁸]).

63. Die verschiedenen Löschfunkenstrecken.

a. Von besonderer praktischer Wichtigkeit sind sehr kurze Metallfunkenstrecken (M. Wien).

Dabei ist sowohl das Material der Elektroden als das Gas, in welchem sie sich befinden, von wesentlicher Bedeutung. Besonders gute Löschwirkung ergeben Silber und Kupfer, weniger gute Aluminium, schlechte Zink, Zinn und Magnesium (M. Wien⁹²); auch Platiniridium ist bei sehr kleinen Funkenlängen gut brauchbar (H. Boas⁹³). Die Löschwirkung wird gesteigert, wenn die Funken in Wasserstoff statt in atmosphärischer Luft übergehen (A. Espinosa de los Monteros⁹⁴***).

b. Für Laboratoriumszwecke bildet eine sehr geeignete Löschfunkenstrecke die sogenannte Quecksilber-Bogenlampe, d. h. eine evakuierte Glasröhre mit Quecksilberelektroden (R. Rendahl⁹⁵). Für die Form dieser Lampe scheint wesentlich nur zu sein, daß über der Elektroden ein genügend großer Raum zur Abkühlung und Kondensation

*) Da das Primärsystem in diesem Fall die Funktion hat, die Schwingungen des Sekundärsystems zu erregen — „anzustoßen“, so spricht man häufig auch von „Stoßerregung“ [vgl 109].

**) Annahme $b_s = 0,03$, sonst wie in Fig. 130.

***) Über die Wasserstofffunkenstrecken für Stoßerregung vgl. 109 e.

Zenneck, Drahtlose Telegraphie. 2. Aufl.

des Quecksilberdampfes vorhanden ist. Außerdem muß die Röhre gut evakuiert und es muß reines Quecksilber verwendet werden.

c. Bei langen Funkenstrecken im Primärsystem, die für sich keine Löschwirkung geben würden, kann Löschwirkung erzielt werden dadurch, daß man die Dämpfung des Primärsystems durch einen eingeschalteten Widerstand stark erhöht, wesentlich besser aber dadurch, daß man eine Glasröhre mit Metallelektroden und Gas von sehr geringem Druck (z. B. 3 mm Quecksilber), eine sogenannte „Löschröhre (M. Wien⁸²)“, einschaltet.

64. Bedingungen für gute Löschwirkung.

a. Dauereiner Schwebung.

Mit Rücksicht darauf, daß das Primärsystem um so weniger Energie verbraucht*), je früher die Schwingungen in demselben erlöschen, d. h. also mit Rücksicht auf den Wirkungsgrad, ist es günstig, die Koppelung so fest als möglich zu machen. Je fester sie ist, um so kürzer ist die Dauer einer Schwebung und damit die Zeit, während deren das Primärsystem in Tätigkeit bleibt [59 c].

Auf der anderen Seite wird aber die Zeit, während deren die Amplitude im Primärsystem sehr klein ist, und damit auch die Zeit, welche



Fig. 133.

der Funkenstrecke zu ihrer Entionisierung zur Verfügung steht, um so kleiner, je fester die Koppelung ist. Wird sie zu klein, so tritt keine „reine“ Löschwirkung mehr ein, d. h. die Schwingung des Primärsystems erlischt nicht schon nach einer halben Schwebung. Man bekommt entweder Koppelungsschwingungen oder einen ziemlich labilen Zwischenfall zwischen dem Fall der Koppelungsschwingungen und demjenigen der reinen Löschwirkung: die Schwingungen im Primärsystem erlöschen erst nach $1\frac{1}{2}$ oder $2\frac{1}{2}$ Schwebungen (Fig. 133, H. R a u⁸⁸).

*) Bei gleichem Dekrement; dieses spielt für den Wirkungsgrad auch noch eine Rolle[b].

Für den Wirkungsgrad ist also möglichst feste, für das Zustandekommen einer reinen Löschwirkung lose^{95a)} Koppelung günstig. Es muß demnach für jede Funkenstrecke ein „kritischer Koppelungsgrad“ existieren, für den eben noch reine Löschwirkung zustande kommt. Man wird ihn stets verwenden, um möglichst günstigen Wirkungsgrad zu erzielen. Je fester er ist, um so besser ist die Löschwirkung der betreffenden Funkenstrecke.

b. Reinheit der Schwebungen. Günstig für die Löschwirkung ist es, wenn nach einer halben Periode der Schwebung die Amplitude der resultierenden Schwingung im Primärsystem wirklich Null wird, daß die Schwebungen also rein sind. Die Bedingung dafür ist aber, daß die beiden Schwingungen nach einer halben Schwebung gleiche Amplitude, aber entgegengesetzte Phase haben.

Ob das eintritt, hängt einmal von der Güte der Abstimmung zwischen Primär- und Sekundärsystem ab: je vollkommener sie ist, um so reiner wird unter sonst gleichen Bedingungen die Schwebung. Und dann ist auch bei vollkommener Abstimmung, wie ohne weiteres verständlich ist, die Reinheit der Schwebungen durch die Anfangsamplitude der beiden Schwingungen und ihre Dekremente bedingt. In dieser Beziehung ist also das Dekrement des Primär- und Sekundärsystems von Bedeutung. Da die Dekremente der Koppelungsschwingungen außerdem vom Koppelungsgrad abhängen, so ist auch in dieser Beziehung der Koppelungsgrad von Einfluß auf die Güte der Löschwirkung.

Vermutlich spielt dieser Einfluß des Koppelungsgrads eine Rolle bei der folgenden Beobachtung (H. Riegger⁷⁾). Wenn man den Koppelungsgrad allmählich steigert, so gelangt man zu einem ersten kritischen Koppelungsgrad, bei dessen Überschreitung man keine reine Löschwirkung mehr erhält. Wird die Koppelung aber noch fester, so tritt bei einem bestimmten Koppelungsgrad wieder reine Löschwirkung auf (zweiter kritischer Koppelungsgrad). Unter Umständen kann sich die Erscheinung noch bei einem dritten Koppelungsgrad wiederholen. — Der kritische Koppelungsgrad einer Löschfunkenstrecke ist also keineswegs immer eindeutig bestimmt.

Auch bei der Tatsache, daß man durch geringes Verstimmen der beiden Systeme eventuell wieder reine Löschwirkung herstellen kann, nachdem sie bei vollkommener Abstimmung schon unrein geworden ist (H. Riegger⁷⁾), spielt wohl die Reinheit der Schwebungen eine wesentliche Rolle.

c. Auch auf die Größe der EMK, die durch das Sekundärsystem im Primärsystem induziert wird, ist der Koppelungsgrad von Einfluß: sie ist unter sonst gleichen Umständen dem Koppelungskoeffizienten proportional. Je größer er ist, desto größer ist also auch die Gefahr, daß die Funkenstrecke nach einer halben Schwebung wieder gezündet wird.

d. Endlich ist die Temperatur der Elektroden, und zwar nicht die mittlere, sondern die maximale Temperatur an irgend einer Stelle (lokale Erhitzung) insofern von Bedeutung für die Löschwirkung, als bei sehr hoher Temperatur derselben das Gas stark ionisiert und die Löschwirkung und Entladungsspannung erheblich herabgesetzt wird. Dadurch wird das Wiederzünden der Funkenstrecke nach der ersten halben Schwebung erleichtert. Es ist deshalb Sorge zu tragen, daß die Temperatur an keiner Stelle der Elektroden einen zu hohen Betrag annimmt⁹⁰⁾.

65. Über die Wirkungsweise der Löschfunkenstrecken.

a. Die allgemeine Bedingung für möglichst gute Löschwirkung ist identisch mit der Bedingung möglichst rascher Entionisierung der Funkenstrecke. Für die Entionisierung können verschiedene Gründe vorliegen.

1. Die Wiedervereinigung der positiven und negativen Ionen: wenn zwei Ionen verschiedener Ladung zusammenstoßen, so kann dieser Zusammenstoß zu einer Neutralisierung ihrer Ladungen führen.

2. Diffusion der Ionen aus dem Raum zwischen den Elektroden der Funkenstrecke nach dem Außenraum: ebenso wie ein Gas (z. B. Leuchtgas), das aus irgendeiner Öffnung ausströmt, in das umgebende Gas (z. B. Luft) sich nach allen Seiten ausbreitet (diffundiert), so diffundieren auch die Ionen aus dem Raum, in dem sie entstanden sind, in das umgebende Gas.

3. Adsorption der Ionen an den Elektroden der Funkenstrecke: wenn ein Ion in die Nähe eines Metalls kommt, so übt dasselbe auf das Ion, wie jeder ungeladene Leiter auf einen geladenen Körper, eine Anziehungskraft aus. Infolge davon kommt das Ion in Berührung mit dem Metall und gibt an dasselbe seine Ladung ab.

Auch für diese Art der Entionisierung spielt die Diffusion der Ionen eine wesentliche Rolle: die Entionisierung erfolgt um so rascher, je schneller in die Grenzschicht an den Elektroden aus dem übrigen Raum zwischen den Elektroden Ionen durch Diffusion nachgeliefert werden. Das geht um so schneller vor sich, je größer der Diffusionskoeffizient^{*)} ist.

^{*)} Der Diffusionskoeffizient D ist folgendermaßen definiert. Ist c' das Konzentrationsgefälle (= Änderung der in 1 cm vorhandenen Ionenzahl auf die Strecke eines Zentimeters), so ist die Anzahl der Ionen, die pro Sekunde durch einen Querschnitt von 1 qcm hindurchdiffundiert, $= D c'$.

4. Entionisierung durch das elektrische Feld zwischen den Elektroden der Funkenstrecke. Wenn zwischen den Elektroden der Funkenstrecke ein elektrisches Feld vorhanden ist, so werden die positiven Ionen nach der negativen Elektrode, die negativen nach der positiven hingetrieben und geben dort ihre Ladung ab. Ein solches elektrisches Feld ist im vorliegenden Fall zwischen den Elektroden der Funkenstrecke vorhanden sowohl vor dem Moment, in dem die Amplitude der Schwingung im Primärsystem Null geworden ist, als auch nachher. Im letzteren Falle ist es induziert durch die Schwingungen des Sekundärsystems.

5. Entionisierung durch chemische Vorgänge. Die Stromleitung im Funken wird hauptsächlich durch die Ionen des Metaldampfes, der durch die lokale Erhitzung der Elektroden entsteht, verursacht. Es ist möglich, daß eine Entionisierung dadurch zustande kommt, daß der Metaldampf mit dem Gas eine chemische Verbindung eingeht. Doch sind diese Verhältnisse noch wenig bekannt.

b. Bei kurzen Metallfunkenstrecken kann die Entionisierung durch Wiedervereinigung und Diffusion der Ionen in den Außenraum kaum eine wesentliche Rolle spielen. Die Tatsache, daß die Löschwirkung mit Verkleinerung des Elektrodenabstandes sehr rasch wächst, ferner die Tatsache, daß Plattenfunkenstrecken, bei denen die Diffusion in den Außenraum besonders erschwert ist, besonders gut wirken, spricht dagegen.

Hier muß — abgesehen vielleicht von chemischen Vorgängen — die Entionisierung durch das elektrische Feld und durch Adsorption das Ausschlaggebende sein.

Bezeichnet man mit v die mittlere spezifische Geschwindigkeit eines Ions, d. h. die Geschwindigkeit, die ihm durch ein elektrisches Feld von 1 Volt/cm erteilt wird, so ist die Spannung φ die man braucht, damit das Ion die Strecke d zwischen den Elektroden während einer halben Periode durchläuft = $\frac{d^2}{v} \cdot 2 N$.

Sie ist also proportional dem Quadrat des Elektrodenabstands d , demnach bei $d = 0,1$ mm nur der hundertste Teil der Spannung bei $d = 1$ mm. Nimmt man für v nur den normalen Wert bei Atmosphärendruck in Luft $1,5$ cm/sec., als Abstand der Elektroden $0,1$ mm und als Frequenz $N = 3,10^5$ /sec., entsprechend einer Wellenlänge von 1000 m, so erhält man für φ den Wert 40 Volt, bei einer Wellenlänge von 3000 m unter denselben Bedingungen nur 13 Volt. Es genügen also schon sehr niedere Spannungen, um eine vollständige Entionisierung während einer halben Periode hervorzurufen.

Ebenso wird die Zahl der zwischen den Elektroden vorhandenen Ionen in um so kürzerer Zeit durch Adsorption auf einen bestimmten Bruchteil herabgedrückt, je kleiner der Abstand der Elektroden ist*).

*) Je nach der Annahme, die man über die anfängliche Verteilung der Ionen macht, wird diese Zeit $\propto d$ bzw. $\propto d^2$ (d = Elektrodenabstand).

Es ist also verständlich, daß die Löschwirkung von Funkenstrecken mit Verkleinerung ihrer Länge sehr rasch wächst, ebenso, daß Serienfunkenstrecken [12] bei derselben Anfangsspannung einen wesentlichen Vorteil vor einfachen Funkenstrecken bieten (A. Espinosa de los Monteros⁹⁴): eine Serienfunkenstrecke, bestehend aus zehn Funkenstrecken von 0,1 mm Abstand, muß sehr viel günstiger wirken, als eine einzige Funkenstrecke von 1 mm. Vermutlich ist diese Entionisierung durch das elektrische Feld der Entladung eventuell zusammen mit der Adsorption auch der Grund, daß bei kurzen Metallfunkenstrecken das Funkendekrement besonders groß ist [11 d] und daß bei ihnen besonders leicht⁹⁷) ein Abreißen der Schwingungen [9 d] stattfindet.

c. Die günstige Wirkung von Wasserstoff als Medium für die Funkenstrecke, ferner von Gasen sehr niedrigen Drucks (Löschröhren) würde sich sowohl erklären durch die Annahme, daß die Diffusion, als durch die Annahme, daß die Entionisierung durch das elektrische Feld das Ausschlaggebende ist. Der Diffusionskoeffizient ist bei Wasserstoff ungefähr viermal größer als bei Luft unter denselben Bedingungen; er ist ferner umgekehrt proportional dem Druck des Gases. Dasselbe gilt aber auch ungefähr für die spezifische Ionengeschwindigkeit*).

§ 5. Die Koppelung ungedämpft schwingender Systeme.

66. Koppelung mit einem geschlossenen Stromkreis.

In einem geschlossenen Stromkreis, der mit einem ungedämpft schwingenden System lose gekoppelt ist, erhält man ebenfalls ungedämpfte Schwingungen. Unmittelbar nach Stromschluß treten aber dieselben Komplikationen auf, die bei gedämpften Schwingungen [55] besprochen wurden.

Im Gegensatz zu den Verhältnissen dort wird aber der Ausschlag eines in dem geschlossenen Kreis befindlichen Meßinstruments durch diese Komplikationen nicht berührt. Es ist, vorausgesetzt, daß die Schwingungen sinusförmig sind, die Wärmeentwicklung Q in einem solchen Instrument stets proportional derjenigen Wärmeentwicklung Q' , die in demselben Instrument vorhanden sein würde, wenn es in das Primärsystem selbst eingeschaltet wäre. Es ist also immer

$$Q = A Q'.$$

*) Die gute Wärmeleitung des Wasserstoffs kommt wohl nur sekundär in Betracht, insofern als dadurch die Abkühlung der Metallelektroden und des Metaldampfes beschleunigt wird.

Damit der Proportionalitätsfaktor A von der Frequenz unabhängig wird, muß auch hier wie bei gedämpften Schwingungen die Induktanz des geschlossenen Stromkreises groß gegen den Widerstand sein.

67. Lose Koppelung mit einem Oszillator.

a. Wie bei gedämpften Oszillatoren [56] erhält man im Sekundärsystem zwei Schwingungen:

1. eine erzwungene, ungedämpfte von der Frequenz des Primärsystems;
2. die gedämpfte Eigenschwingung des Sekundärsystems.

b. Die Amplituden der beiden Schwingungen werden ein Maximum, wenn das Sekundärsystem in Resonanz

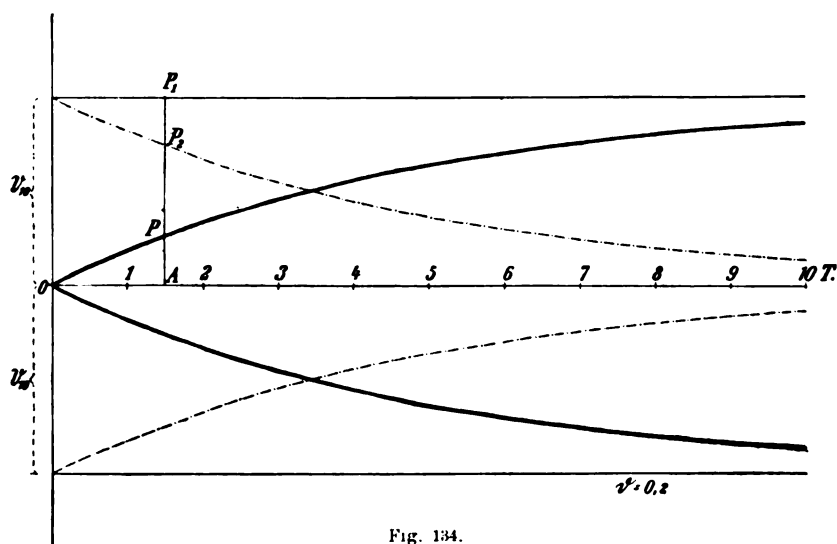


Fig. 134.

ist mit dem primären. Dann können beide Schwingungen als eine einzige aufgefaßt werden.

Für die Amplitudenkurve gilt genau das bei gedämpften Schwingungen [56 b] Gesagte; nur werden die Verhältnisse dadurch etwas einfacher, daß die Amplitudenkurve der erzwungenen Schwingung eine Gerade ist. Die Konstruktion ist für ein Beispiel in Fig. 134*) ausgeführt, in Fig. 135*) sind die Schwingungskurven eingezeichnet.

*) Erzwungene Schwingung: dünn ausgezogen. Eigenschwingung: strichpunktiert. Resultierende Schwingung: stark ausgezogen.

Wie die Kurven zeigen, steigt die Amplitude im Sekundärsystem erst allmählich an. Der Anstieg erfolgt um so langsamer, je länger der

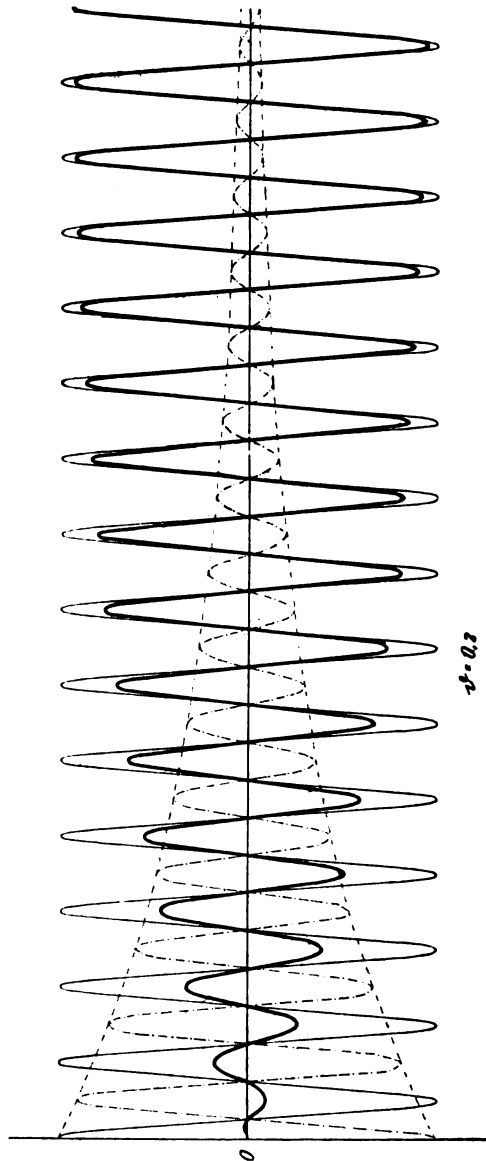


Fig. 185.

Ablauf der Eigenschwingungen dauert, d. h. je schwächer gedämpft das Sekundärsystem ist. Aber je schwächer gedämpft es ist, um so höher ist auch der Wert, den die Amplitude schließlich erreicht: er ist dem

Dekrement umgekehrt proportional. Es gilt nämlich für die Stromamplitude nach Ablauf der Eigenschwingungen:

$$J_{20} = \frac{\mathcal{E}_{a0}}{\mathfrak{R}_2} = \omega L_{21} \cdot \frac{1}{\mathfrak{R}_2} \cdot J_{10} = \pi \frac{L_{21}}{\mathfrak{L}_2} \cdot \frac{1}{b_2} \cdot J_{10} \text{ (S. 95 Fußnote).}$$

Fig. 136 zeigt die Verhältnisse für ein Dekrement von 0,8 unter denselben Bedingungen und in demselben Maßstab wie Fig. 35, die sich auf ein Dekrement 0,2 bezog. — Die erzwungene Schwingung ist mit E_a gleichphasig.

c. Die Amplitude, zu der die Schwingung im Sekundärsystem bei Resonanz schließlich ansteigt, ist sehr viel größer, als sie sein würde, wenn das Sekundärsystem nicht abgestimmt oder durch einen geschlossenen Stromkreis gebildet wäre. Der Grund dafür ist der folgende. Dem Sekundärsystem wird bei loser Koppelung vom Primärsystem nur wenig Energie während einer Periode zugeführt. Aber diese Energie wird nur zum Teil vom Sekundärsystem verbraucht, der andere Teil im Sekundärsystem *a n g e s a m m e l t*. Infolge davon wächst mit jeder

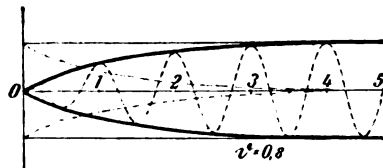


Fig. 136.

Periode der Energievorrat, der im Sekundärsystem aufgespeichert wird. Das geht so lange fort, bis durch die Steigerung der Amplitude der Energieverbrauch im Sekundärsystem so groß geworden ist, daß er der Energiezufuhr durch das Primärsystem das Gleichgewicht hält. Es tritt dies um so eher ein, je größer im Sekundärsystem der Energieverbrauch im Verhältnis zur vorhandenen Energie, d. h. [8 d] je größer das Dekrement ist.

68. Feste Koppelung mit einem Oszillator.

Über die Vorgänge bei fester Koppelung läßt sich nur schwer etwas Allgemeines sagen aus folgendem Grund. Ein ungedämpft schwingendes Primärsystem kann nur dadurch hergestellt werden, daß demselben als Ersatz für die Energie, die es bei der Schwingung verbraucht, stets neue Energie zugeführt wird. Davon, wie diese Energiezufuhr durch die Rückwirkung des Sekundärsystems beeinflusst wird, hängen die Vorgänge in hohem Maße ab**).

*) \mathcal{E}_a = EMK, die vom Primärsystem im Sekundären induziert wird.

**) Über Koppelung ungedämpfter Schwingungen nach der Lichtbogenmethode vgl. S. Subkis^{97a)}.

a. Der einfachste Fall liegt vor, wenn die Energiezufuhr derartig ist, daß im Primärsystem stets konstante Stromamplitude erhalten bleibt. Dann sind die Verhältnisse im Sekundärsystem genau wie bei loser Koppelung*).

Man kann diesen Fall realisieren, wenn man an die Pole einer Wechselstrommaschine unter Vorschaltung von sehr viel Widerstand die Primärspule eines Funkeninduktors anschließt, an dessen Sekundärspule Kondensatoren an-

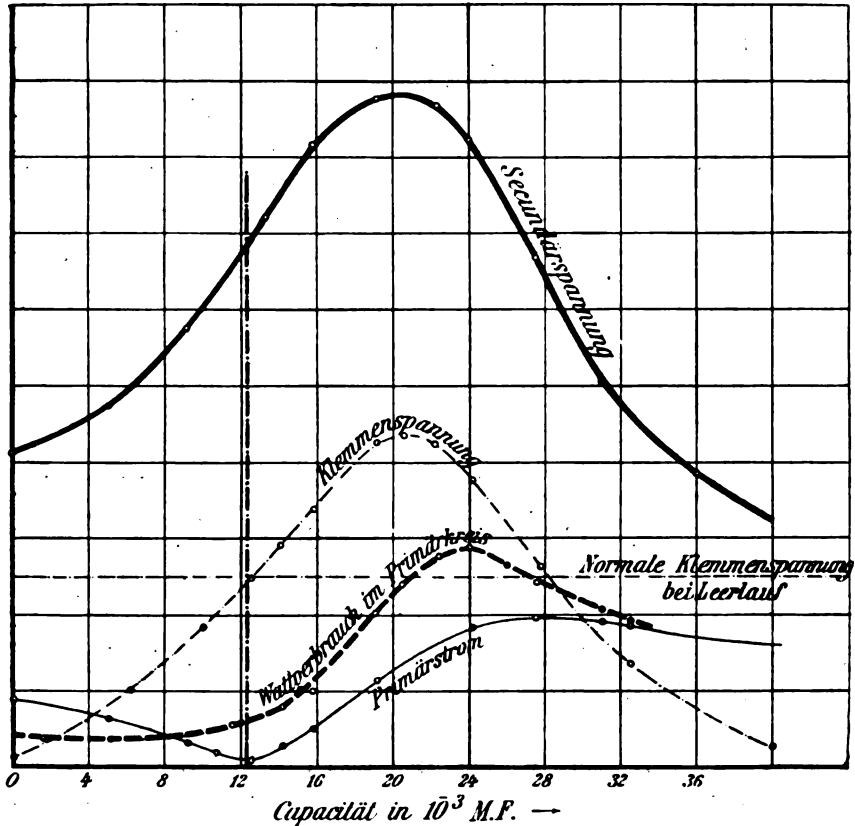


Fig. 137.

geschaltet sind. Die Kondensatoren mit der Sekundärspule bilden das Sekundärsystem. Wenn der Vorschaltwiderstand groß ist im Verhältnis zur Impedanz der Primärspule, so bleibt hier die Amplitude des Primärstroms, die fast ausschließlich durch den Vorschaltwiderstand bestimmt ist, unberührt von der Rückwirkung des Sekundärsystems.

*) Tatsächlich handelt es sich hier auch um geringe Rückwirkung des Sekundärsystems, obwohl der Koppelungskoeffizient unter Umständen einen großen Wert haben kann. Der Koppelungskoeffizient gibt in solchen Fällen kein richtiges Maß für die Rückwirkung.

b. Der zweite, praktisch viel wichtigere Fall ist der, daß im Primärsystem die äußere elektromotorische Kraft nach Frequenz und Amplitude konstant gehalten wird⁹⁸⁾. Man hat es wenigstens annähernd mit diesem Fall zu tun, wenn man die Primärspule eines Transformators oder Funkeninduktors an die Pole einer Wechselstrommaschine, die durch einen genügend starken Motor betrieben wird, anschließt und die Sekundärspule auf Kondensatoren arbeiten läßt.

Der Anstieg der Amplitude erfolgt bei Resonanz qualitativ in derselben Weise wie bei loser Koppelung [67] oder wie beim Fall a.

Ein großer Unterschied ist aber vorhanden: Variiert man die Frequenz des Sekundärsystems etwa dadurch, daß man die Kondensatoren ändert, so wird die Amplitude der Schwingungen im Sekundärsystem nicht dann ein Maximum, wenn die Eigenschwingungen des Sekundärsystems dieselbe Frequenz haben wie der Primärkreis. Das Maximum tritt vielmehr bei einer niedrigeren Frequenz des Sekundärsystems ein und zwar bei einer um so niedrigeren, je stärker die Koppelung ist⁹⁹⁾. Der Grund dafür ist einfach der, daß der Strom im Primärsystem und damit auch die Energiezufuhr durchaus nicht konstant, sondern unter dem Einfluß der Rückwirkung des Sekundärsystems bei der niedrigeren Frequenz sehr viel größer ist.

Die Kurven der Fig. 137, die einer Arbeit von G. Glage⁹⁸⁾ entnommen ist, illustrieren dies: als Abszissen sind die Werte der Kapazität im Sekundärsystem aufgetragen; was die Ordinaten bedeuten, ist an den Kurven angegeben. Die vertikale strichpunktierte Linie bezeichnet diejenige Kapazität, bei welcher die Eigenschwingungen des Sekundärsystems dieselbe Frequenz besitzen wie der Primärkreis.

69. Unterschied zwischen gedämpften und ungedämpften Schwingungen.

a. Überblickt man die Koppelung von gedämpften und ungedämpften Schwingungen, so scheint es, daß die ungedämpften Schwingungen durchaus nicht viel einfacher sind als die gedämpften. Wohl bekommt man schließlich auch im Sekundärsystem immer eine ungedämpfte Schwingung. Aber beim Einsetzen der Schwingung treten genau dieselben Komplikationen auf wie bei gedämpften Schwingungen.

Diese Komplikationen sind die folgenden:

1. Sekundärsystem = geschlossener Stromkreis: ein Strom von der Form [55 a]

$$J = J_0 e^{-\frac{R}{2} t} \quad (t = \text{Zeit}).$$

⁹⁸⁾ Innerhalb gewisser Grenzen gilt für die Frequenz N_r , bei der die Amplitude ein Maximum wird, ungefähr

$$N_r = N_1 \sqrt{1 - K^2} \quad (K = \text{Koppelungskoeffizient}).$$

2. Sekundärsystem = Oszillator: gedämpfte Schwingungen [67 u. 68].

3. Sekundärsystem = Stromkreis mit Kapazität und Selbstinduktion, aber so hohem Widerstand, daß eigentliche Schwingungen nicht zustande kommen können: Strom von der Form⁹⁹⁾

$$J = J_0 (e^{-\alpha_1 t} - e^{-\alpha_2 t})$$

oder, falls der Selbstinduktionskoeffizient sehr klein ist:

$$J = J_0 e^{-\frac{1}{CR} t} (100).$$

Betrachtet man also den Schwingungsvorgang vom Einsetzen der Schwingung an, so ist derselbe tatsächlich bei ungedämpften Schwingungen um nichts einfacher als bei gedämpften.

b. Ganz anders werden aber die Verhältnisse für Messungen. Diese Störungen sind alle von der Art, daß sie nach einer Zeit, die im Maximum einige Sekunden, in wohl allen praktischen Fällen einige Tausendstel- oder nur Milliontelsekunden beträgt, praktisch abgelaufen sind.

Bei ungedämpften Schwingungen sind deshalb diese Störungen längst verschwunden, ehe das Instrument einen merkbaren Ausschlag zeigt. Für die Einstellung des Instruments sind nur die nachfolgenden ungestörten Schwingungen maßgebend.

Bei gedämpften Schwingungen dagegen kann die Zeit, während deren diese als Störung bezeichneten Erscheinungen ablaufen, gegen die Dauer der Primärschwingungen sehr wohl in Betracht kommen; sie können sogar länger andauern als diese [56 b 2]. So oft die Schwingungen des Primärsystems wieder erregt werden, so oft treten auch diese „Störungen“ wieder auf. Die Wärmeentwicklung in einem Meßinstrument hängt deshalb ebensogut von diesen Störungen als von den durch das Primärsystem erzwungenen Schwingungen ab. Die Verhältnisse können deshalb sehr viel komplizierter werden als bei ungedämpften Schwingungen.

K a p i t e l V.

Resonanzkurven¹⁰¹⁾.

§ 1. Die Resonanzkurve des Stromeffekts.

70. Allgemeine Beziehungen.

Zwei Oszillatoren seien lose gekoppelt und in einem derselben werde die Frequenz allmählich verändert. Im Sekundärsystem werde bei konstanter Entladungszahl der Stromeffekt mit irgend-einem Instrument bestimmt. Die beobachteten Stromeffekte J_{eff}^2 werden als Ordinaten, die dazu gehörigen Frequenzen N_2 oder Wellenlängen λ_2 des veränderlichen Systems als Abszissen aufgetragen. Man nennt die entstehende Kurve die „Resonanzkurve des Stromeffekts“. Ihr Verlauf bestimmt sich, wie die Theorie zeigt, durch die Beziehung

$$J_{\text{eff}}^2 = \zeta \cdot \frac{\mathcal{E}_{a0}^2}{64 \pi^2 N_1^3 \mathcal{Q}_2^2} \cdot \frac{b_1 + b_2}{b_1 b_2} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{N_2}{N_1}\right)^2 + \left(\frac{b_1 + b_2}{2\pi}\right)^2} \quad (1)^*$$

vorausgesetzt, daß die Amplitudenkurve des Primärsystems eine Exponentialkurve ist und daß sowohl b_1 als $b_2 \ll 2\pi$ sind.

a. Der Charakter dieser Resonanzkurven ergibt sich aus Fig. 133, in welcher eine solche dargestellt ist. An der Stelle $N_2 = N_1$ ($N_1 =$ Frequenz des unveränderten Systems) besitzt die Kurve ein ausgesprochenes Maximum: der Stromeffekt ist also bei weitem am größten, wenn beide Systeme dieselbe Frequenz haben. Man bezeichnet die Abszisse des Scheitelpunkts der Resonanzkurve häufig als „Resonanzpunkt“.

b. Die Größe der Ordinate im Scheitelpunkt, d. h. die Größe, welche der Stromeffekt im Sekundärsystem bei Resonanz erreicht, hängt wie die Maximalamplitude [56 c] unter sonst gleichen

*) \mathcal{E}_{a0} = Amplitude der auf das Sekundärsystem wirkenden EMK = $\omega L_{11} \cdot J_{10}$.

Umständen vom Dekrement des Primär- und Sekundärsystems ab. Es ist der Stromeffekt bei Resonanz:

$$J_{r^2 \text{ eff}} = \zeta \cdot \frac{\mathcal{E}_{a0}^2}{16 N_1^3 \Omega_2^2} \frac{1}{b_1 b_2 (b_1 + b_2)},$$

bei ungedämpft schwingendem Primärsystem

$$J_{r^2 \text{ eff}} = \frac{\mathcal{E}_{a0}^2}{8 N_1^2 \Omega_2^2} \frac{1}{b_2^2}.$$

In Fig. 139 entspricht Kurve a (wie Fig. 122) den Dekrementen $b_1 = 0,08$, $b_2 = 0,02$, die Kurve b (wie Fig. 123) $b_1 = 0,08$, $b_2 = 0,2$. Der Stromeffekt bei Resonanz ist demnach bei der ersteren sehr viel größer als bei der zweiten.

c. Wichtig ist der mehr oder weniger spitze Verlauf der Resonanzkurve.

Um zwei Kurven daraufhin zu vergleichen, kann man dieselben — durch Änderung des Maßstabes für die Ordinaten der einen Kurve

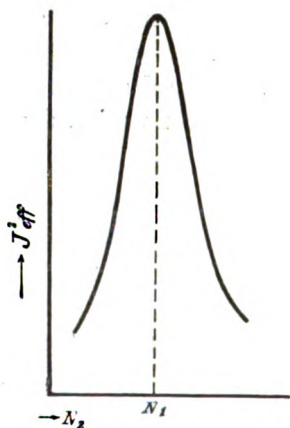


Fig. 138.

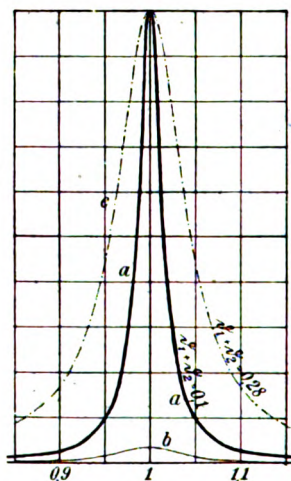


Fig. 139.

— auf denselben Scheitelpunkt bringen, vorausgesetzt, daß der Resonanzpunkt der beiden Kurven bei derselben Frequenz liegt. Ist dies nicht der Fall, so trägt man als Abszissen nicht die Frequenz N_2 des veränderlichen Systems selbst, sondern ihr Verhältnis N_2/N_1 zur Frequenz N_1 des unveränderten Systems auf; und man benutzt nicht den Stromeffekt J_{eff}^2 selbst als Ordinaten, sondern das Verhältnis zum Stromeffekt bei Resonanz d. h. $\frac{J_{\text{eff}}^2}{J_{r^2 \text{ eff}}}$.

Dann gilt der Satz: Die Resonanzkurve verläuft im Scheitelpunkt um so flacher — die „Resonanzschärfe“*) ist um so geringer —,

1. je größer die Summe der Dekremente $b_1 + b_2$ von Primär- und Sekundärsystem ist;

2. je fester die Koppelung der beiden Systeme ist.

In Fig. 139, in der als Abszissen die Werte von N_2/N_1 aufgetragen sind, ist die Kurve b ($b_1 + b_2 = 0,28$) durch Änderung des Maßstabes in die Kurve c übergeführt worden. Sie verläuft im Resonanzpunkt viel flacher als die derselben Koppelung) entsprechende Kurve a, bei der die Summe der Dekremente geringer ($b_1 + b_2 = 0,1$ ist. Anderseits stellen die Kurven a und b von Fig. 140 Resonanz-

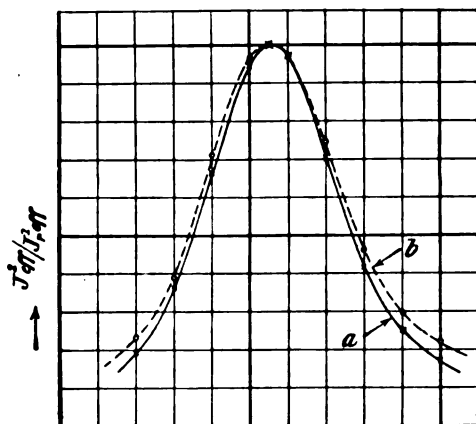


Fig. 140.

kurven bei denselben Dekrementen, aber bei sehr verschiedener Koppelung dar. Die Kurve b, die bei der stärkeren Koppelung aufgenommen wurde, ist etwas weniger spitz als die andere.

d. Was hier von den Resonanzkurven des Stromeffekts gesagt wurde, gilt qualitativ auch noch, wenn man als Ordinaten die Spannungseffekte oder Maximalamplituden**) — aufträgt. Auch diese Kurven besitzen in allen praktischen Fällen bei Gleichheit der Frequenz ein Maximum.

71. Messung der Frequenz.

a. Prinzip der Methode (O. Lodge, H. Hertz).

Man stellt sich einen Kondensatorkreis, sogenannten „Meßkreis“ her, dessen Frequenz variierbar und bekannt ist. Auf diesen läßt man

*) Man kann als Maß für die Resonanzschärfe benutzen den reziproken Wert derjenigen Verstimmung [74], für welche der Stromeffekt die Hälfte desjenigen bei Resonanz wird. Für die so definierte Resonanzschärfe ρ ergibt 74 im Fall einer normalen Resonanzkurve den Wert $2\pi(b_1 + b_2)$; er ist in Tab. XII für die verschiedenen Werte von $b_1 + b_2$ berechnet.

**) Durch Messung von Schlagweiten zu ermitteln, allerdings längst nicht mit derselben Genauigkeit wie Strom- oder Spannungseffekt.

den Oszillator, dessen Frequenz bestimmt werden soll, in möglichst loser Koppelung einwirken. Man beobachtet an einem Meßinstrument im Meßkreis den Stromeffekt, während man seine Frequenz variiert. Diejenige Frequenz, bei welcher der Stromeffekt ein Maximum wird, ist die gesuchte Frequenz des Oszillators¹⁰²⁾.

Wie man die Schwingungen des Oszillators erregt, ist gleichgültig. Enthält er eine Funkenstrecke, so geschieht es am einfachsten durch Ladung mit Hilfe eines Funkeninduktors, eines Transformators oder einer Influenzmaschine. Wenn er keine Funkenstrecke enthält oder enthalten soll, kann man ihn entweder durch einen Löschfunkenkreis oder durch Stoßerregung in Schwingungen versetzen [78 c und d, 109]. Unter Umständen kann es bequemer sein, den Meßkreis nicht als Sekundärsystem, sondern als Primärsystem zu benutzen: man erregt in ihm Schwingungen, läßt ihn auf den Oszillator in möglichst loser Koppelung induzieren und variiert die Frequenz des Meßkreises. Das Meßinstrument setzt man in den Oszillator: die gesuchte Frequenz des Oszillators ist diejenige, bei welcher das Instrument den größten Ausschlag gibt.

b. Für einen Meßkreis, der Laboratoriumsmessungen dienen soll, ist als Kondensator jedenfalls ein Luft- oder Ölkondensator zu verwenden. Am meisten empfehlen sich Luftkondensatoren mit veränderlicher Kapazität, z. B. die in 40 beschriebenen Drehkondensatoren*). Sehr günstig ist es, zwei solche Kondensatoren parallel zu schalten, einen von größerer Kapazität, mit dem man annähernd auf Resonanz einstellt, und einen mit kleiner Kapazität, mit dem man die Frequenz in der Nähe des Resonanzpunkts zur Aufnahme der Resonanzkurve ändert.

Als Strombahn eignen sich nicht zu eng gewickelte Spulen mit einer Windungslage und einem Durchmesser, der jedenfalls nicht klein gegen die Spulenhöhe ist, als Material Bänder aus ganz dünnem Kupferblech oder Litzen aus einzelsolierten sehr dünnen (z. B. 0,07 mm) Kupferdrähten.

Durch Verwendung mehrerer auswechselbarer Spulen läßt sich die Frequenz in großen Stufen, durch Drehung des beweglichen Plattensystems am Kondensator stetig ändern.

c. Das Meßinstrument im Meßkreis.

Unter sonst gleichen Umständen ist eine um so genauere Bestimmung der Frequenz möglich, je spitzer die Resonanzkurve ist. Sie wird um so spitzer,

*) Weniger empfehlenswert ist ein Kondensator fester Kapazität in Verbindung mit einer Spule von veränderlicher Selbstinduktion (Variometer [38 c]).

1. je geringer die Dämpfung des Meßkreises ist und
2. eine je losere Koppelung das Meßinstrument gestattet.

Aus beiden Gründen ist ein Meßinstrument bei sonst gleich guten Eigenschaften um so geeigneter, je empfindlicher es ist, d. h. je geringer die Energie ist, die es pro Sekunde verbraucht, um einen für die Messungen genügenden Ausschlag zu geben. Es ist deshalb Bolometer und Thermoelement (in Verbindung mit Spiegelgalvanometer oder empfindlichem Zeigergalvanometer) oder auch Thermogalvanometer den technischen Hitzdrahtinstrumenten und den Hitzdrahtluftthermometern vorzuziehen, sobald auf große Genauigkeit der Messungen Wert gelegt werden muß. Wenn die Schwingungen des Oszillators s e h r

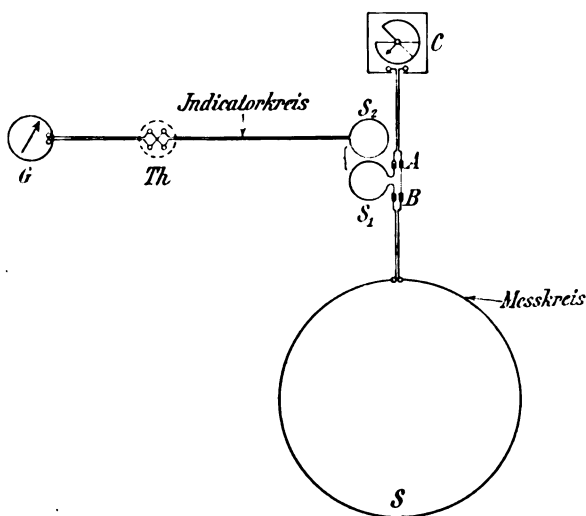


Fig. 141.

geringe Amplitude haben [78 d], empfiehlt es sich diese Meßinstrumente durch einen geeigneten Detektor [51] in Verbindung mit Telephon oder empfindlichem Galvanometer zu ersetzen.

d. Die Bedingung möglichst geringer Dämpfung verbietet meist, diese Instrumente, die in der gewöhnlichen Ausführung einen ziemlich bedeutenden Widerstand haben, in den Meßkreis unmittelbar einzuschalten. Es ist günstiger, den Meßkreis in möglichst loser Koppelung auf einen geschlossenen Kreis, den „Indikatorkreis“, der das Meßinstrument enthält, induzieren zu lassen (Fig. 141).

Um die Koppelung zwischen Meßkreis und Indikatorkreis ändern zu können, empfiehlt es sich, den Abstand der Koppelungsspulen S_1 und S_2 (Fig. 141) veränderlich zu machen. An Stelle der induktiven

Koppelung zwischen Meßkreis und Indikatorkreis kann auch direkte Schaltung treten: man legt z. B. das Meßinstrument im Nebenschluß von einigen Windungen einer Spule, die sich im Meßkreis befindet.

Soll die Anordnung für alle möglichen Arten von Messungen*) geeignet sein, so ist die Induktanz des Indikatorkreises groß gegen seinen Widerstand zu machen[55 b].

e. In vielen Fällen genügt zur Frequenzmessung statt eines Indikatorkreises mit Meßinstrument eine bekannte Demonstrationsanordnung: ein Geißlerrohr**) parallel zum Kondensator des Meßkreises.

Bei derjenigen Frequenz, bei der die Helligkeit der Röhre eine maximale ist, ist Resonanz zwischen dem Oszillator, dessen Frequenz bestimmt werden soll, und dem Meßkreis vorhanden. Wird die Koppelung zwischen beiden so gewählt, daß die Röhre bei Resonanz eben anspricht, so ist damit eine ungefähr ebenso genaue Bestimmung der Frequenz möglich, wie mit einem technischen Hitzdrahtinstrument oder Hitzdrahtluftthermometer.

72. Die Eichung des Meßkreises.

Vor der Bestimmung einer Frequenz mit dem Meßkreis hat man denselben zu eichen, d. h. für jede beliebige Stellung des Zeigers am Kondensator und für die verschiedenen Strombahnen die Frequenz des Meßkreises zu bestimmen¹⁰⁵⁾. Das Prinzip ist das folgende:

a. Zuerst wird der Kondensator geeicht. Dazu kann jede Methode verwendet werden, welche Kapazitäten zu messen gestattet***). Man mißt die Kapazität für einige Zeigerstellungen, trägt die Werte in Form einer Tabelle oder Kurve auf und kann dann aus derselben durch Interpolation die Kapazität für jede Zeigerstellung entnehmen. Für die drehbaren Kondensatoren der gewöhnlichen Ausführung ist die Kapazität C annähernd von der Form

$$C = C_0 + a \varphi = a (\varphi + \varphi_0),$$

worin C_0 , a und φ_0 Konstante, φ der am Zeiger abgelesene Winkel ist. Die Eichkurve ist also annähernd eine Gerade.

*) Z. B. Messungen wie in 87 ff.

**) Sehr geeignet sind die Heliumröhren, welche von der Firma F. Goetze (Leipzig, Haertelstr. 4) nach den Angaben von E. Dorn¹⁰³⁾ zum Nachweis elektrischer Schwingungen hergestellt werden, ferner Neonröhren. — An Stelle von Geißlerröhren ist auch gut brauchbar ein Funkenmikrometer, besonders mit zwei feinen Graphitspitzen als Elektroden.

***) Bequeme Methoden¹⁰¹⁾ sind: 1. Messung mit Brücke und Telephon, wenn ein Normalkondensator zur Verfügung steht; 2. absolute Messung mit Stimmgabelkommutator oder rotierendem Kommutator.

b. Die nächste Aufgabe ist dann, für eine bestimmte Kapazität bzw. Zeigerstellung des Kondensators die Frequenz (Wellenlänge) des Meßkreises zu bestimmen.

Kennt man für eine bestimmte Zeigerstellung bzw. Kapazität C die Frequenz N (bzw. Wellenlänge λ) des Meßkreises, so folgt die Frequenz N_1 für irgendeine andere Zeigerstellung (Kapazität C_1), aus

$$N_1 = N \sqrt{\frac{C}{C_1}}; \quad \lambda_1 = \lambda \sqrt{\frac{C_1}{C}}.$$

Man rechnet sich für eine Anzahl Einstellungen des Kondensators die Frequenzen (oder Wellenlängen) aus und konstruiert eine Kurve für jede Strombahn, indem man als Abszissen die Zeigerstellungen des Kondensators, als Ordinaten die berechneten Frequenzen (oder Wellenlängen) aufträgt. Aus den Kurven kann dann zu jeder beliebigen Einstellung des Kondensators die Frequenz (Wellenlänge) entnommen werden*).

c. Die Frequenz des Meßkreises für eine bestimmte Kapazität desselben kann unter Umständen ermittelt werden, indem man den Selbstinduktionskoeffizienten der Strombahn berechnet.

Besteht die Strombahn aus einer Spule mit einer Windungslage und ziemlich vielen Windungen und verbindet man sie so kurz als möglich mit dem Kondensator, so kommt der Selbstinduktionskoeffizient der Zuleitungen zum Kondensator und der Strömung im Kondensator nicht in Betracht gegen den Selbstinduktionskoeffizienten der Spule. Dieser kann für Gleichstrom aus bekannten Formeln (Tab. VI) berechnet oder experimentell bestimmt werden. Der Selbstinduktionskoeffizient für schnelle Schwingungen ist davon nicht merklich verschieden, wenn man durch Verwendung von guten Litzen aus sehr dünnen einzelisolierten Drähten dafür sorgt, daß die Stromverteilung bei den Schwingungen von derjenigen bei Gleichstrom nicht merklich abweicht [39]**). Man vermeidet dadurch, daß der Selbstinduktionskoeffizient von der Frequenz abhängt.

Oder man kann sie experimentell bestimmen. Um die unten angegebenen Methoden zu ermöglichen, kann man in den Meßkreis eine Funkenstrecke (Elektroden aus Magnesium, Funkenlänge wenigstens einige Millimeter [5 c]) einschalten und den Meßkreis mit Induktor oder ähnlichem betreiben (Methode 1 s. unten) oder auch seine

*) Dabei ist nicht zu vergessen, daß der Indikatorkreis die Frequenz beeinflussen kann [55 c]. Man muß also entweder die Koppelung zwischen S_1 und S_2 (Fig. 141) extrem lose machen [78 g] oder falls das mit Rücksicht auf einen genügenden Ausschlag im Indikatorkreis nicht möglich ist, die Eichung bei derjenigen Koppelung ausführen, bei der der Meßkreis nachher benutzt werden soll.

**) Die Kapazität der Spule [73 b] ist bei verhältnismäßig kleiner Kapazität des Kondensators eventuell in Rechnung zu setzen.

Eigenschwingungen durch einen Löschfunkenkreis erregen (Methode 2 u. 3). Statt dessen ist es oft bequemer, einen Hilfskondensatorkreis herzustellen, die Frequenz (bzw. Wellenlänge) desselben mit einer der folgenden Methoden zu bestimmen und mit ihm nachher den Meßkreis in Resonanz zu bringen.

Zur Bestimmung der Frequenz sind dann folgende Wege gangbar.

1. Bei Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke: Photographie des Funkens im rotierenden Spiegel [2].

2. Stehende Wellen auf Lecherschen Drähten.

Die Anordnung ist die folgende (Fig. 142). Zwei parallele Drähte — in einem Abstand, der sehr klein ist gegen ihre Länge — werden durch einen festen Bügel A B überbrückt. Ein zweiter Bügel C D ist auf den Drähten verschiebbar, ebenso eine empfindliche Geißleröhre G.

Auf dieses System von Doppeldrähten läßt man in sehr loser Koppelung den Kondensatorkreis I, dessen Frequenz bestimmt werden soll, induzieren. Man verschiebt den Bügel C D und die Geißleröhre G, die sich stets in der Mitte zwischen

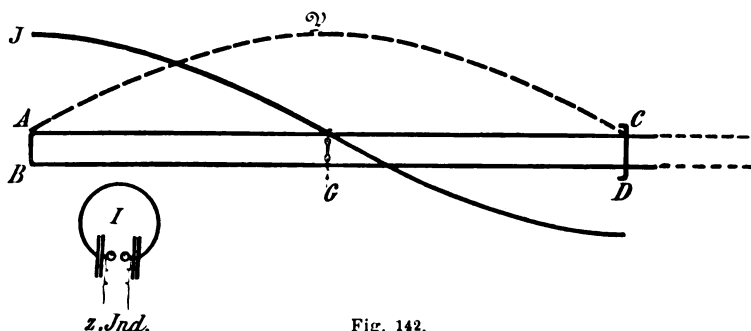


Fig. 142.

A B und C D befinden muß, so lange, bis die Röhre am stärksten aufleuchtet. Ist dies der Fall, so ist das System A B C D in Resonanz mit dem Kondensatorkreis und die Strom- und Spannungsverteilung auf den Drähten ist die in Fig. 137 durch die Kurven J und 2) dargestellte*), die Strecke A D = B C eine halbe Wellenlänge**).

Wählt man den Abstand der Drähte so groß, daß die Induktanz ziemlich viel größer ist als der effektive Widerstand, so gilt für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c elektromagnetischer Wellen längs der Doppeldrähte sehr annähernd¹⁰⁶⁾:

$$c = \sqrt{\frac{1}{\mathfrak{L} \mathfrak{C}}} \cdot \left[1 - \frac{1}{8} \left(\frac{\mathfrak{R}}{\omega \mathfrak{L}} \right)^2 \right] = \text{annähernd } 3 \cdot 10^{10} \left[1 - \frac{1}{8} \left(\frac{\mathfrak{R}}{\omega \mathfrak{L}} \right)^2 \right] \text{ cm/sec.}$$

*) Man kann das System also als eine Verbindung von zwei linearen Oszillatoren auffassen [20].

**) Vorausgesetzt, daß die Grundschiwingung vorliegt. Im Zweifelsfall kann man sich davon durch Verschieben der Röhre G längs der Drähte überzeugen.

(\mathfrak{L} bzw. \mathfrak{C} bzw. \mathfrak{R} = Selbstinduktionskoeffizient bzw. Kapazität bzw. Widerstand pro Längeneinheit). Aus der Fortpflanzungsgeschwindigkeit c und der Wellenlänge $\lambda = 2 AC = 2 BD$ folgt unmittelbar [19] die Frequenz des Hilfskreises.

3. Kombination von Berechnung und experimenteller Bestimmung.

Man gibt der Strombahn des Meßkreises in der Hauptsache die Form eines Rechtecks $ABD_1E_1^*$), dessen eine Seite D_1E_1 ein verschiebbarer Bügel ist (Fig. 143). Darauf läßt man den Hilfskondensatorkreis (I, Fig. 143) induzieren und stellt den Kondensator C so ein, daß der Meßkreis in Resonanz mit dem Hilfskondensatorkreis ist**); die Kapazität des Kondensators sei C_1 . Nun verschiebt man den Bügel D_1E_1

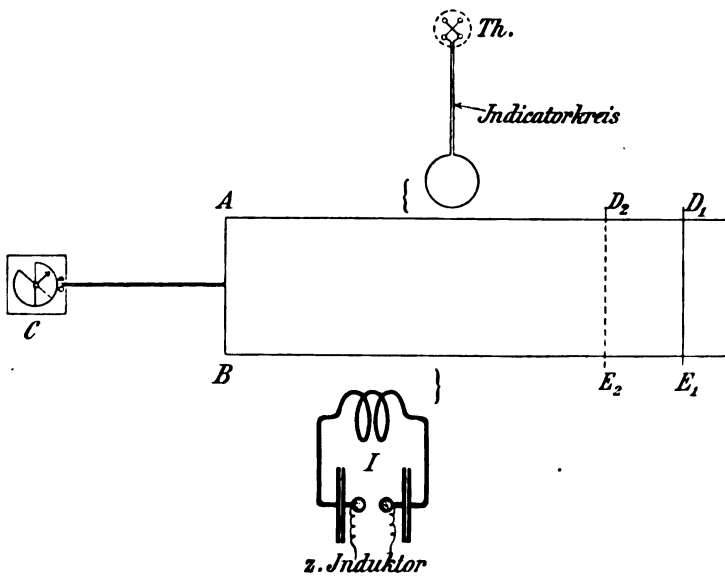


Fig. 143.

in die Lage D_2E_2 und stellt wieder auf Resonanz mit dem Hilfskreis ein. Die dafür nötige Kapazität des Kondensators C sei C_2 . Da die Frequenz in beiden Fällen dieselbe = derjenigen des Hilfskreises war, so ist

$$\begin{aligned} \mathfrak{L}_1 C_1 &= \mathfrak{L}_2 C_2, \\ \frac{\mathfrak{L}_1}{\mathfrak{L}_2} &= \frac{C_2}{C_1}, \end{aligned} \quad (1)$$

wenn \mathfrak{L}_1 der Selbstinduktionskoeffizient des Meßkreises im ersten, \mathfrak{L}_2 derjenige im zweiten Falle war.

*) Der Selbstinduktionskoeffizient dieses Rechtecks [Tab. VI] ist schon nahezu der gesuchte Selbstinduktionskoeffizient der Strombahn.

**) Man beurteilt das an dem maximalen Ausschlag des Meßinstrumentes (z. B. Thermoelements) in dem Indikatorkreis, der extrem lose mit dem Meßkreis gekoppelt sein muß.

Außerdem ist mit sehr großer Annäherung

$$\mathfrak{L}_1 - \mathfrak{L}_2 = \mathfrak{L}^{(1)} - \mathfrak{L}^{(2)}, \dots \dots \dots (2)$$

wenn $\mathfrak{L}^{(1)}$ bzw. $\mathfrak{L}^{(2)}$ den Selbstinduktionskoeffizienten des Rechtecks $A B D_1 E_1$ bzw. $A B D_2 E_2$ bedeutet. $\mathfrak{L}^{(1)}$ bzw. $\mathfrak{L}^{(2)}$ kann aus den Dimensionen berechnet werden (Tab. VI). Aus $\mathfrak{L}_1/\mathfrak{L}_2$ und $\mathfrak{L}_1 - \mathfrak{L}_2$ ergibt sich dann sowohl \mathfrak{L}_1 als \mathfrak{L}_2 und damit die Frequenz.

73. Bestimmung von Kapazitäten, Selbstinduktionskoeffizienten und Koeffizienten der wechselseitigen Induktion durch Resonanz*).

a. Selbstinduktionskoeffizient, Kapazität, Dielektrizitätskonstante.

Die Resonanzmethode bietet ein außerordentlich wertvolles und — besonders bei der in 78 d bzw. 109 d besprochenen Anordnung — sehr bequemes Hilfsmittel zur Bestimmung von Kapazitäten und Selbstinduktionskoeffizienten. Man kann dabei in der verschiedensten Weise verfahren.

Um z. B. den Selbstinduktionskoeffizienten \mathfrak{L} einer Strombahn (z. B. einer Spule) zu messen, legt man die Enden derselben an die Belegungen eines Luftkondensators von bekannter Kapazität C . Man bestimmt durch Resonanz die Frequenz N des dadurch gebildeten Kondensatorkreises. Aus $N = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mathfrak{L}C}}$ folgt dann \mathfrak{L} .

Handelt es sich nur darum, den Selbstinduktionskoeffizienten \mathfrak{L}_1 einer Spule mit demjenigen \mathfrak{L}_2 einer anderen (z. B. einer Selbstinduktionsnormalen) zu vergleichen, so schließt man zuerst die eine, dann die andere an einen geeichten Drehkondensator durch möglichst kurze Leitungen ohne merkliche Selbstinduktionen und Kapazität an und bringt den dadurch gebildeten Kondensatorkreis durch Einstellen des Drehkondensators in Resonanz mit demselben Hilfskreis. Die dafür nötige Kapazität des Drehkondensators sei im ersten Fall C_1 im zweiten Fall C_2 . Dann folgt aus $N = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mathfrak{L}_1 C_1}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mathfrak{L}_2 C_2}}$

$$\frac{\mathfrak{L}_1}{\mathfrak{L}_2} = \frac{C_2}{C_1}.$$

Die Kapazität eines Kondensators erhält man z. B. in folgender Weise. Die Belegungen werden mit einer geeigneten Strombahn ohne merkliche Kapazität zu einem Kondensatorkreis verbunden, ein Primärsystem in Resonanz damit gebracht. Dann wird der Kondensator

*) Über eine genauere Methode vgl. 81.

durch einen variablen, geeichten Luftkondensator ersetzt und derselbe so eingestellt, daß wieder Resonanz mit dem Primärsystem vorhanden ist. Es ist dann die gesuchte Kapazität des Kondensators gleich derjenigen des Luftkondensators.

Auf dieselbe Weise kann auch die Dielektrizitätskonstante einer Flüssigkeit, z. B. eines Öles, bestimmt werden. Man mißt die Kapazität C eines Kondensators, z. B. der Form Fig. 79, einmal wenn die Platten des Kondensators sich in der betreffenden Flüssigkeit und dann (C_0), wenn sie sich in Luft befinden. Es ist dann C/C_0 die Dielektrizitätskonstante der betreffenden Flüssigkeit. — Es bedarf nur einer geringen Abänderung des Verfahrens, um damit auch von festen plattenförmigen Körpern die Dielektrizitätskonstante zu ermitteln.

Der prinzipielle Vorteil dieser Resonanzmethode, die sich den Verhältnissen jedes einzelnen Falles entsprechend in der verschiedensten Weise variieren läßt, ist der, daß man den Selbstinduktionskoeffizienten, die Kapazität und Dielektrizitätskonstante bei derjenigen Frequenz bestimmen kann, bei welcher sie nachher gebraucht werden sollen.

b. Kapazität von Spulen. Wie das elektrische Feld zwischen den Belegungen eines Kondensators, so muß auch das elektrische Feld zwischen den Windungen einer Spule, die sich auf verschiedenen Spannungen befinden, Veranlassung zu einer Kapazität der Spule geben. Um diese erscheint die Kapazität des Kondensatorkreises, in dem die Spule sich befindet, vermehrt.

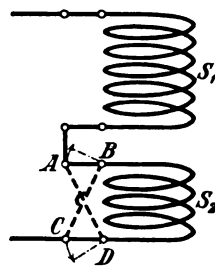


Fig. 144.

Um sie zu bestimmen, kann man folgendermaßen verfahren (A. Meißner²³): man schließt die Spule an einen Drehkondensator, dessen Kapazität groß sein muß gegen die Kapazität der Spule, an und bringt den dadurch entstehenden Kondensatorkreis in Resonanz mit einem Hilfskreis. Dann umgibt man die Spule allseitig, und zwar auf möglichst große Entfernung*), mit einer Flüssigkeit, deren Dielektrizitätskonstante k man kennt. Um die Resonanz mit dem Hilfskreis wieder herzustellen, ist es nötig, die Kapazität des Drehkondensators um C' zu verkleinern. Dann ist die wirksame Kapazität der Spule, wenn sie sich in Luft befindet, $C'/(k-1)$.

Die Messung ist unter allen Umständen bei derjenigen Frequenz vorzunehmen, für welche nachher die Spule benutzt werden soll, da die Kapazität einer Spule von der Frequenz des durchgehenden Wechselstroms abhängt.

*) Zu diesem Zweck bringt man die Spule z. B. in der Mitte eines im Verhältnis zur Spule großen Glasgefäßes an.

c. Auch der wechselseitige Induktionskoeffizient von zwei Spulen S_1 und S_2 (Fig. 144) läßt sich durch Resonanz bestimmen. Man schaltet die beiden Spulen in derjenigen gegenseitigen Lage, für welche der wechselseitige Induktionskoeffizient bestimmt werden soll, hintereinander (ausgezogene Verbindung in Fig. 144) in einen Kondensatorkreis und mißt den Selbstinduktionskoeffizienten \mathfrak{L}_1 , den sie bei dieser Schaltung zusammen haben. Dann kommutiert man die eine Spule (gestrichelte Verbindung von Fig. 144) und mißt nun wieder den Selbstinduktionskoeffizienten \mathfrak{L}_2 , den die beiden Spulen jetzt zusammen repräsentieren. Es ist dann der wechselseitige Induktionskoeffizient

$$L_{12} = \frac{\mathfrak{L}_1 - \mathfrak{L}_2}{4}.$$

74. Bestimmung der Summe der Dekremente von Primär- und Sekundär-system (V. Bjerknes⁸⁴).

a. Um das Dekrement der Schwingungen eines Oszillators mit exponentiellem Abfall der Amplitude zu bestimmen, läßt man denselben

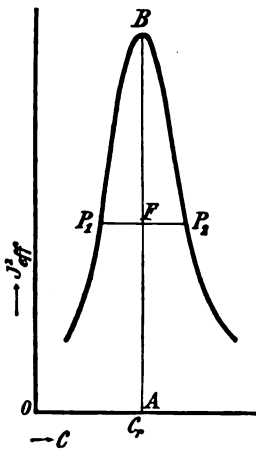


Fig. 145.

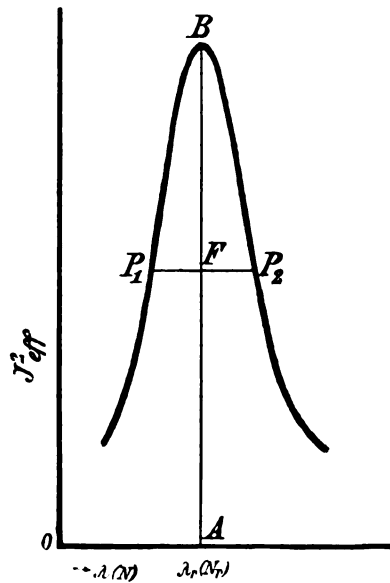


Fig. 146.

in extrem loser Koppelung auf einen Meßkreis mit variabler Frequenz induzieren und nimmt die Resonanzkurve auf (70). Diese liefert die Summe der Dekremente \mathfrak{d}_1 des Oszillators und \mathfrak{d}_2 des Meßkreises (Bjerknes'sche Resonanzmethode).

Wie die Summe $b_1 + b_2$ sich aus der Resonanzkurve ergibt, hängt davon ab, was man als Ordinaten und Abszissen der Resonanzkurve aufgetragen hat.

1. Wenn der Meßkreis einen variablen Kondensator besitzt, so liegt es am nächsten, die Kapazität C desselben als Abszissen zu verwenden, als Ordinaten den im Indikatorkreis beobachteten Stromeffekt J_{eff}^2 (Fig. 145) bzw. den Ausschlag des Meßinstruments α^*). Dann ist**):

$$b_1 + b_2 = \pi \cdot \frac{(C_r - C)}{C} \cdot \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{J_{r\text{eff}}}{J_{\text{eff}}}\right)^2 - 1}} = \pi \frac{(C_r - C)}{C} \cdot \sqrt{\frac{1}{\frac{\alpha_r}{\alpha} - 1}} \quad *)$$

Darin bedeutet J_{eff}^2 (bzw. α) Stromeffekt (bzw. Ausschlag) bei der Kapazität C im Meßkreis, C_r bzw. $J_{r\text{eff}}^2$ bzw. α_r Kapazität, Stromeffekt, Ausschlag bei Resonanz.

2. Wenn der Meßkreis in Frequenzen geeicht ist, wird man diese als Abszissen, den Stromeffekt oder Ausschlag des Meßinstruments als Ordinaten auftragen. Dann ist:

$$\begin{aligned} b_1 + b_2 &= 2\pi \cdot \frac{N_r - N}{N_r} \cdot \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{J_{r\text{eff}}}{J_{\text{eff}}}\right)^2 - 1}} = 2\pi \cdot \frac{N_r - N}{N_r} \cdot \sqrt{\frac{1}{\frac{\alpha_r}{\alpha} - 1}} \quad *) \\ &= 2\pi \cdot \frac{P_1 F}{O A} \cdot \sqrt{\frac{F A}{F B}} \quad (\text{Fig. 146}) = \pi \cdot \frac{P_1 P_2}{O A} \cdot \sqrt{\frac{F A}{F B}}. \end{aligned}$$

Ist der Meßkreis in Wellenlängen λ geeicht und kommen diese als Abszissen zur Verwendung (Ordinaten wieder $\propto J_{\text{eff}}^2$), so folgt:

$$b_1 + b_2 = 2\pi \cdot \frac{\lambda_r - \lambda}{\lambda} \cdot \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{J_{r\text{eff}}}{J_{\text{eff}}}\right)^2 - 1}}.$$

3. Zum Vergleich verschiedener Resonanzkurven empfiehlt es sich so zu verfahren, wie es schon in 70 c angegeben wurde. Nachdem man die Frequenz N_r oder Wellenlänge λ_r , bei welcher Resonanz zwischen Meßkreis und Oszillator vorhanden ist, festgestellt hat, ebenso den Stromeffekt $J_{r\text{eff}}^2$ bei Resonanz, trägt man als Abszissen das Verhältnis $\frac{N}{N_r}$ bzw. $\frac{\lambda_r}{\lambda}$, als Ordinaten $y = \frac{J_{\text{eff}}^2}{J_{r\text{eff}}^2}$ auf, wobei unter J_{eff}^2 der Stromeffekt bei der Frequenz N bzw. Wellenlänge λ des Meß-

*) Vorausgesetzt, daß die Ausschläge dem Stromeffekt proportional sind. Über die genaue Eichung vgl. z. B. S. Löwe¹¹⁴⁾.

**) Das folgende gilt für Punkte, deren Abszisse kleiner als diejenige des Resonanzpunktes ist (in der Fig. 145 links vom Resonanzpunkt). Für Punkte rechts vom Resonanzpunkt sind die Ausdrücke mit negativem Vorzeichen zu verstehen.

kreises zu verstehen ist. Dann ist die Abszisse des Resonanzpunktes $= 1$, ebenso die Ordinate bei Resonanz, und es gilt *) (Fig. 147):

$$b_1 + b_2 = 2\pi x_1 \sqrt{\frac{y}{1-y}} = 2\pi x_2 \sqrt{\frac{y}{1-y}} = 2\pi x \sqrt{\frac{y}{1-y}} = x A,$$

wenn x das Mittel aus x_1 und x_2 **) ist (Fig. 147).

Man nennt $x = \frac{N_r - N}{N_r} = \frac{N_1 - N_2}{N_1}$ bzw. x_1 oder x_2 die „*Verstimmung*“ der beiden Kreise. Der Wert des Faktors A ist in Tab. XI für die verschiedensten Ordinaten berechnet¹⁰⁷⁾.

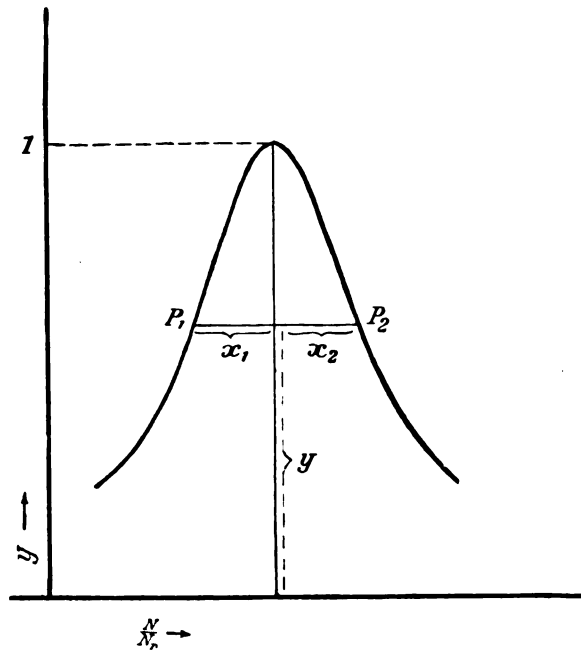


Fig. 147.

b. Eine vereinfachte, in der Praxis viel gebrauchte Form der Methode, die meist genügend genaue Werte liefert, ist die folgende

*) Aus 70 Gl. 1 folgt:

$$y = \frac{J_{\text{eff}}^2}{J_r^2} = \frac{\left(\frac{b_1 + b_2}{2\pi}\right)^2}{\left(1 - \frac{N}{N_r}\right)^2 + \left(\frac{b_1 + b_2}{2\pi}\right)^2} = \frac{1}{1 + \frac{x^2}{\left(\frac{b_1 + b_2}{2\pi}\right)^2}},$$

wenn $x = 1 - \frac{N}{N_r}$ gesetzt wird.

**) Theoretisch sollte $x_1 = x_2$ sein. Tatsächlich wird wegen der unvermeidlichen Messungs-Ungenauigkeiten x_1 stets etwas verschieden von x_2 sein. Man nimmt deshalb am besten das Mittel x aus x_1 und x_2 .

(H. B r a n d e s¹⁰⁸). Das Instrument im Meßkreis (oder dem damit sehr lose gekoppelten Indikatorkreis) gebe bei Resonanz (Kapazität C_r) einen gewissen Ausschlag. Man ändert nun die Kapazität nach beiden Richtungen, bis der Ausschlag des Instruments gerade = der Hälfte des Ausschlags bei Resonanz wird. Die dafür nötigen Kapazitäten seien C_1 bzw. C_2 . Dann ist nach (1) annähernd:

$$b_1 + b_2 = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{C_1 - C_2}{C_r} = 1,57 \cdot \frac{C_1 - C_2}{C_r}.$$

Bezeichnen φ_1 und φ_2 , φ_r die Winkel an einem drehbaren Kondensator, die den Kapazitäten C_1 , C_2 und C_r entsprechen, so kann 72 a die Beziehung annähernd ersetzt werden durch

$$b_1 + b_2 = 1,57 \cdot \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\varphi_r + \varphi_0} *$$

c. Die Beziehungen von a und b gelten auch dann, wenn im Primärsystem die Frequenz geändert und der Stromeffect im Sekundärsystem gemessen wird. Es sind in diesem Fall unter C, N, λ in den Gleichungen von a und b die veränderlichen Größen des Primärsystems, unter J_{eff}^2 der Stromeffect im Sekundärsystem zu verstehen.

d. Ist das Primärsystem ein ungedämpfter schwingender Oszillator, so bleiben die Beziehungen von a und b mit der Bedingung $b_1 = 0$ bestehen; sie liefern unmittelbar das Dekrement des Sekundärsystems.

75. Nicht normale Formen von Resonanzkurven.

Wenn man die in 74 angegebenen Beziehungen auf verschiedene Punkte von experimentell ermittelten Resonanzkurven anwendet, so kann es vorkommen, daß man aus verschiedenen Punkten auch verschiedene Werte von $b_1 + b_2$ erhält, d. h. daß die Form der Resonanzkurve nicht die in 74 vorausgesetzte ist.

a. Schwankt der Wert, den die verschiedenen Stellen liefern, in unregelmäßiger Weise hin und her, so handelt es sich meist um eine

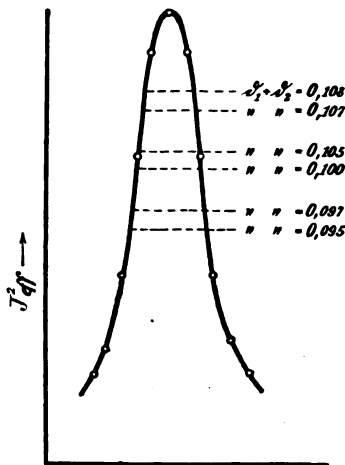


Fig. 148.

*) Eine Nullmethode zur Dekrementbestimmung nach diesem Prinzip ist von L. K a n n¹⁰⁹) ausgearbeitet worden.

ungenau Aufnahme der Resonanzkurve (unregelmäßiges Funktionieren von Unterbrecher oder Funkenstrecke). Es bleibt dann nichts übrig, als das Mittel aus den verschiedenen Werten von $b_1 + b_2$ zu nehmen; vorzuziehen ist aber, die Aufnahme der Resonanzkurve zu wiederholen.

b. Besitzt die Resonanzkurve stark*) unsymmetrischen Verlauf, wie etwa die Kurve b Fig. 173, so ist es ein Zeichen, daß die Kondensatoren sprühen. Dann kann aus der Resonanzkurve überhaupt nicht die Summe der Dekremente ermittelt werden [86].

c. Bei Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke erhält man häufig folgenden Fall: die Resonanzkurve ist symmetrisch, die Werte aber, die man für $b_1 + b_2$ bekommt, nehmen von oben nach unten systematisch

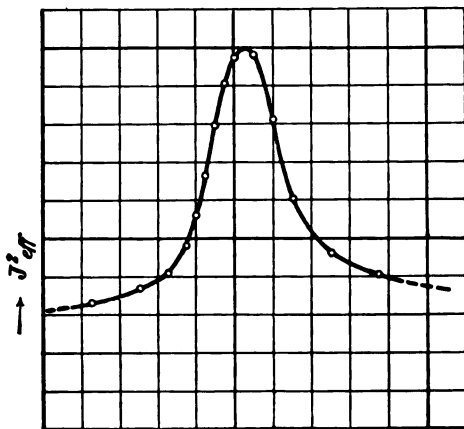


Fig. 149.

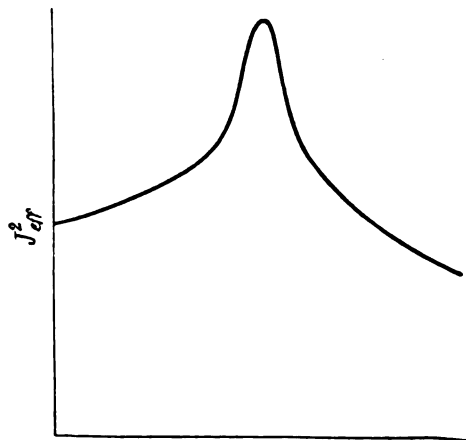


Fig. 150.

ab (Fig. 148). Es kann dies damit zusammenhängen**), daß die Amplitudenkurve im Primärsystem nicht annähernd eine Exponentialkurve ist¹¹⁰⁾. In diesem Falle ist dann das Dekrement während des Ablaufs einer Schwingung überhaupt nicht konstant [9 c]. Wenn man auch in diesem Falle, wie es meist geschieht, das Mittel der Werte an den verschiedenen Stellen nimmt***), so bedeutet dieser Mittelwert den Wert von $b_1 + b_2$, den man bei einem Kondensatorkreis mit exponentiellem Abfall der Amplitude erhalten würde, welcher dieselbe Resonanzschärfe ergibt.

*) Eine kleine Unsymmetrie tritt ein, wenn der Faktor A [55 b] nicht konstant ist, sondern von der Frequenz abhängt.

**) Auch damit, daß man als Ordinaten Ausschläge des Instruments verwendet hat, diese aber nicht genau $\propto J_{eff}^2$ sind.

***)) Identisch damit ist meist der Wert, den man in halber Höhe der Resonanzkurve erhält.

Besonders ausgesprochen tritt diese Erscheinung auf in Kondensatorkreisen mit sehr kurzen Funkenstrecken. Hier kann der Wert, den man für b_1 und b_2 in $\frac{9}{10}$ der Scheitelhöhe bekommt, um 50 % größer sein als derjenige in $\frac{1}{3}$ der Scheitelhöhe¹¹¹⁾. Höchstwahrscheinlich hängt dies damit zusammen, daß die Schwingungen abreißen [9 d]. Die Theorie (B. Mack¹¹²⁾ zeigt jedenfalls, daß ein Abreißen der Schwingungen eine Deformation der Resonanzkurve in dem angegebenen Sinne zur Folge haben kann.

d. Es kann vorkommen, daß der Stromeffect auch in ziemlich großer Entfernung vom Resonanzpunkt einen verhältnismäßig großen Wert behält (Fig. 149). Das ist unter Umständen darauf zurückzuführen, daß das Primärsystem direkt oder durch Vermittelung irgendeiner anderen Leitung auf den Indikatorkreis induziert.

Oder es kann die Koppelung des Meßkreises mit dem Primärsystem zu fest gewesen sein. Die Resonanzkurven haben dann den Charakter der Kurve in Fig. 150; die Werte des Dekrements werden an den verschiedenen Stellen verschieden und zu groß¹¹³⁾.

e. Enthält die Resonanzkurve zwei Maxima, so kann dies ein Zeichen dafür sein, daß im Primärsystem zwei Schwingungen vorhanden sind [Fig. 175 S. 168]. Solche Kurvenformen (z. B. die stark ausgezogene von Fig. 151) können aber auch in ganz anderer Weise entstehen, wenn zwischen den Belegungen des variablen Kondensators (oder an anderen Stellen des Meßkreises) Funken- oder Büschelentladungen übergehen. In Fig. 151 ist z. B. die normale Resonanzkurve die gestrichelte Linie: die tatsächlich beobachtete stark ausgezogene Kurve ist dadurch entstanden, daß im mittleren Teil der Resonanzkurve der Stromeffect durch das Überspringen von Funken stark reduziert wurde.

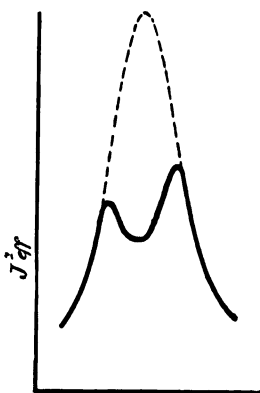


Fig. 151.

76. Bestimmung der Dekremente von Primär- und Sekundärsystem.

a. Die Resonanzkurve liefert bei einem gedämpften Primärsystem nur die Summe der Dekremente von Primär- und Sekundärsystem. Um die Dekremente selbst zu erhalten, kann man z. B. folgendermaßen verfahren (Methode von V. Bjerknes⁸⁴⁾). Man schaltet in das Sekundärsystem*), das auf Resonanz mit dem Primärsystem gebracht ist (Ausschlag im Indikatorkreis = α_r), einen be-

*) Im Meßkreis Fig. 141 sind die Klemmen A B zu diesem Zweck angebracht.

kannten Widerstand \mathfrak{R}' ein. Dadurch erfährt [8 d] das Dekrement b_2 desselben eine Vermehrung um

$$b' = \pi \mathfrak{R}' \sqrt{\frac{\mathfrak{G}_2}{\mathfrak{L}_2}} \quad \dots \quad (1)$$

Der Ausschlag des Instruments α_r wird dadurch auf den Wert α' herabgedrückt. Dann ist:

$$b_2 = b' \cdot \frac{1}{\frac{\alpha_r}{\alpha'} \left(\frac{1}{b'} \right) - 1} \quad \dots \quad (2)$$

wenn b die aus der Resonanzkurve gewonnene Summe $b_1 + b_2$ bedeutet.

Diese Beziehung vereinfacht sich zu

$$b_2 = b' \frac{1}{\frac{\alpha_r}{\alpha'} - 1},$$

wenn b' sehr klein ist gegen b .

Ist auf diese Weise b_2 bestimmt, so folgt daraus und aus dem Werte von $b_1 + b_2$, den die Resonanzkurve geliefert hatte, auch das Dekrement b_1 des Primärkreises.

b. Darauf, daß bei *u n g e d ä m p f t e n* Schwingungen im Primärsystem die Resonanzkurve oder das vereinfachte Verfahren von 74 b unmittelbar das Dekrement des Sekundärsystems liefert, wurde schon hingewiesen [74 d]. Man kann außerdem in diesem Falle noch einfacher verfahren**). Man bringt das Sekundärsystem in Resonanz mit dem Primärsystem. Der Stromeffekt im Sekundärsystem (oder in einem damit gekoppelten Indikatorkreis) sei $= \alpha$. Dann schaltet man einen bekannten Widerstand \mathfrak{R}' in das Sekundärsystem ein. Dadurch werde der Stromeffekt auf den Wert α' herabgedrückt. Bezeichnet man dann mit \mathfrak{R} den wirkamen Widerstand des Sekundärkreises, ehe \mathfrak{R}' eingeschaltet war, so ist

$$\mathfrak{R} = \frac{\mathfrak{R}'}{\sqrt{\frac{\alpha}{\alpha'} - 1}} \quad \dots \quad (3)$$

Aus \mathfrak{R} folgt dann nach 8 d das Dekrement des Kreises.

*) Wenn die Ausschläge $\propto J_{\text{eff}}^2$ sind. Sonst sind an Stelle der Ausschläge die Stromeffekte einzutragen.

**) Über die Ausdehnung dieser Methode auf gedämpfte Schwingungen vgl. S. Löwe¹¹⁴⁾.

***). Zeigt das Meßinstrument den Effektivwert des Stroms J_{eff} bzw. J'_{eff} an,

$$\text{so ist } \mathfrak{R} = \frac{\mathfrak{R}'}{\sqrt{\frac{J_{\text{eff}}}{J'_{\text{eff}}} - 1}}.$$

c. In diesen Methoden liegt natürlich ein Mittel, um den Meßkreis bezüglich des Dekrements zu eichen. Man bestimmt den Wert von δ_2 für die verschiedenen Strombahnen und Einstellungen des Kondensators und stellt die Werte in Form einer Tabelle oder Kurve zusammen.

Dabei ist auf folgendes zu achten. Das Dekrement δ_2 des Meßkreises wird nur dann von dem Indikatorkreis nicht merklich beeinflusst, wenn die Koppelung zwischen beiden extrem lose ist.

Eine scharfe Kontrolle, ob dieser Fall vorliegt, bietet z. B. das folgende Mittel. Man schaltet in den Meßkreis Fig. 141 zwischen A B eine Spule S_1' von denselben Dimensionen wie S_1 und läßt sie auf eine Sekundärspule S_2' — von denselben Dimensionen wie S_2 — induzieren. Der Abstand zwischen S_1' und S_2' wird ebenso groß gewählt wie zwischen S_1 und S_2 . Man stellt sich dann eine Leitung von denselben Dimensionen und demselben Widerstand her, wie sie der Indikatorkreis besitzt, und schließt diese Leitung an S_2' an. Ändert sich dadurch bei Resonanz der Ausschlag im Indikatorkreis nicht, so übt derselbe auch keine merkbare Rückwirkung auf das Dekrement des Meßkreises aus.

Bei Verwendung von Hitzdrahtthermometern und technischen Hitzdrahtinstrumenten ist dieser Fall im allgemeinen nicht zu realisieren. Das Dekrement δ_2 hängt hier in hohem Maße von dem Indikatorkreis und seiner Koppelung mit dem Meßkreis ab. Die Werte für δ_2 , die man bei der Eichung ermittelt hat, gelten dann nur für die bei der Eichung benutzten Spulen S_1 und S_2 und nur für diejenige Stellung derselben, bei welcher die Eichung ausgeführt wurde.

77. Messung von kleinen Änderungen des Dekrements.

Die in 76 angegebene Methode, Änderung des Stromeffekts bei Resonanz, wird zweckmäßig auch immer da verwendet, wo es sich um kleine Änderungen des Dekrements (z. B. durch Wirbelströme) handelt.

a. Die Beziehung 76, Gl. (2) kann bei bekanntem δ_2 , d. h. geeichtem Meßkreis, dazu verwendet werden, um die Änderung δ' des Dekrements durch irgendeine Erscheinung zu bestimmen. Dabei kann δ' eine Änderung des Dekrements sowohl im Primär- als im Sekundärsystem bedeuten. Man bekommt auf diese Weise die Änderung des Dekrements viel genauer als durch die Resonanzkurven*).

*) Die Genauigkeit der Messungen ist unter sonst gleichen Umständen um so größer, je kleiner die Summe der Dekremente von Primär- und Sekundärsystem ist; es empfiehlt sich also Erregung der Schwingungen durch einen Löschfunkenkreis [78 c].

b. In manchen Fällen ist es, besonders für Vergleiche, sehr bequem, wenn man statt der Änderung des Dekrements δ' durch irgendeine Erscheinung (z. B. Wirbelströme) den „äquivalenten Widerstand“ angibt. Damit ist derjenige Widerstand \mathfrak{R}' gemeint, den man einschalten müßte, damit das Dekrement um δ' vermehrt würde.

Dieser äquivalente Widerstand \mathfrak{R}' kann aus 76, Gl. (1), d. h. aus der gemessenen Zunahme des Dekrements δ' und den Dimensionen des Systems berechnet werden¹¹⁴⁾.

Will man nur diesen äquivalenten Widerstand wissen, so ist es viel einfacher, die oben angegebene Methode als *Kompensationsmethode* anzuwenden. Ein Leiter z. B., den man in die Nähe des Sekundärsystems gebracht hat, habe wegen der Wirbelströme einen Rückgang des Ausschlags im Indikatorkreis von α auf α' hervorgerufen. Um den äquivalenten Widerstand zu bestimmen, schaltet man, nachdem man den Leiter entfernt hat, im Sekundärsystem Widerstand ein, bis der Ausschlag bei Resonanz ebenfalls von α_r auf α' zurückgeht*). Der Widerstand, bei dem dies der Fall ist, ist der gesuchte äquivalente Widerstand.

78. Allgemeines über Messungen mit Resonanzkreisen.

a. Für die Erregung der Schwingungen im Primärkreis stehen bei Laboratorymessungen vier Wege zur Verfügung:

1. Ungedämpfte Schwingungen nach der Lichtbogenmethode.

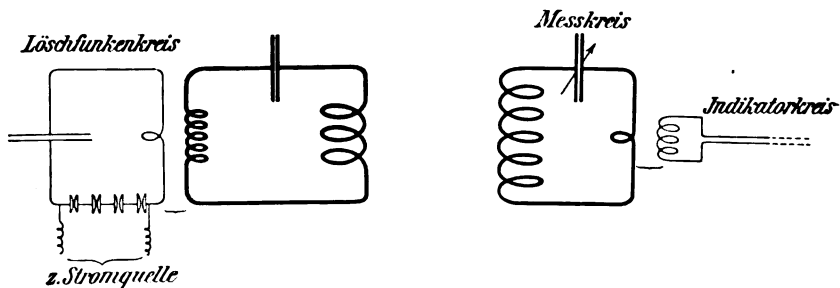


Fig. 152.

2. Erregung der Schwingungen durch einen Löschfunkenkreis (Fig. 152).

3. Stoßerregung der Schwingungen [d].

4. Ladung des Kondensators im Primärkreis und Entladung durch eine Funkenstrecke.

*) Dabei ist eventuell die Frequenz, die durch die Wirbelströme beeinflusst werden kann, auf den früheren Wert nachzuregulieren.

Die Bedingungen, die den Beziehungen von 70, 74 und 76 zugrunde liegen, sind:

1. Die Schwingung des Primärsystems muß eine konstante Frequenz besitzen.

2. Die Amplitudenkurve muß eine der Abszissenachse parallele Gerade (ungedämpfte Schwingungen) oder eine Exponentialkurve sein.

Beide Bedingungen sind bei keiner der angegebenen Erregungsarten streng erfüllt. Ein gewisses Urteil darüber, wieweit sie zutreffen, gestattet vielfach der Verlauf der Resonanzkurve (vgl. 75). Sie sollte deshalb auch in solchen Fällen aufgenommen und aufgezeichnet werden, in denen die beabsichtigte Messung dies nicht unbedingt erfordert.

Zu diesen Bedingungen kommt eine weitere, praktisch sehr wichtige: die Konstanz der Amplitude und Entladungszahl. Ist sie nicht vorhanden, so macht unter Umständen das Schwanken der Meßinstrumente eine genaue Messung unmöglich (vgl. außerdem g).

b. Daß bei den ungedämpften Schwingungen nach der Lichtbogenmethode (Kap. IX,¹¹⁵) außer der Grundschwingung noch Oberschwingungen höherer Frequenz vorhanden sind, stört im allgemeinen nicht, wenn das Sekundärsystem ein Kondensatorkreis ist*). Daß aber die Frequenz der Grundschwingung nicht vollkommen konstant, sondern Schwankungen ausgesetzt ist, führt zu einer Verbreiterung der Resonanzkurve, die bei Anwendung der Beziehungen von 74 ein zu großes Dekrement des Sekundärsystems vortäuscht. Zweifellos sind die Fehler, welche dadurch entstehen, bei den speziell für Meßzwecke bestimmten Lampen [125] und bei Übung des Messenden in der Behandlung derselben im allgemeinen nicht groß. Aber unsympathischer als die mittlere Größe des Fehlers ist die Unsicherheit, welchen Betrag er in irgend einem bestimmten Moment hat oder hatte. — Ein Mangel der Lichtbogenmethode ist auch, daß es nicht leicht ist, die Amplitude genügend konstant zu erhalten.

Im übrigen sind Messungen insbesondere des Dekrements bei Verwendung ungedämpfter Schwingungen ganz besonders bequem und einfach.

c. Erregt man die Schwingungen des Primärsystems durch einen Löschfunkenkreis, so erfüllen von dem Moment an, in welchem die Schwingungen des Löschfunkenkreises aussetzen, die Schwingungen des Primärkreises die oben angegebenen Bedingungen: die Frequenz

*) Bei einem offenen Sekundärsystem (Antenne) können dadurch Störungen hervorgerufen werden, wenn zufällig eine Oberschwingung desselben in Resonanz mit einer Oberschwingung des Primärsystems ist.

ist absolut konstant, die Amplitudenkurve eine Exponentialkurve*). Infolge davon haben auch die Resonanzkurven, die man in diesem Fall bekommt, die in 74 angegebene normale Form.

Die Erregung durch Löschfunkenkreis besitzt ferner den großen Vorteil, daß die Schwingungen des Primärkreises sehr viel weniger gedämpft sind, als wenn er eine Funkenstrecke enthielte. Außerdem kann man bei einer Löschfunkenstrecke eine sehr hohe Entladungszahl anwenden. Dadurch steigt der Stromeffekt so sehr, daß man die Koppelung zwischen Primärkreis und Meßkreis und eventuell auch zwischen Meßkreis und Indikatorkreis sehr lose machen kann.

Die Regelmäßigkeit der Schwingungen hängt von der Art der verwendeten Löschfunkenstrecke ab. Sehr geeignet sind die Quecksilberlampe und besonders Serienfunkenstrecken in Wasserstoff. Auch die Serienfunkenstrecke der Ges. f. drahtl. Tel. mit plattenförmigen Silberelektroden in Luft [111 c], ebenso der Peuckertsche Generator [111 e] sind gut brauchbar¹¹⁶⁾. Zu ihrem Betrieb eignen sich Wechselstromtransformator (auch Induktor mit Wechselstrombetrieb) und Resonanzinduktor.

d. Die 3. Methode, Stoßerregung des Primärsystems [109 d], ist experimentell ganz besonders einfach: einige Akkumulatoren und ein kleiner Saitenunterbrecher mit hoher Unterbrechungszahl sind alle Apparate, die man zur Erregung der Schwingungen braucht. Zur Feststellung der Resonanz im Sekundärsystem dient ein Detektor [51] mit Telephon oder Galvanometer, und zwar genügen vollkommen Detektoren einfachster Art, z. B. einer, den man sich aus einem Stückchen Bleiglanz und einer Graphitspitze, die durch eine Feder leicht gegen den Bleiglanz gedrückt wird, selbst herstellen kann. Die Schwingungen des Primärsystems sind bei richtiger Konstruktion desselben sehr schwach gedämpft. Die große Empfindlichkeit des Detektors und der Umstand, daß der Stromeffekt trotz kleiner Amplitude der Schwingungen wegen der hohen Entladungszahl verhältnismäßig groß wird, gestatten extrem lose Koppelung zwischen Primär- und Sekundärsystem. Die Folge ist, daß man mit dieser Methode die Resonanzlage ebenso genau bestimmen und die auf Resonanzmethoden beruhenden Messungen [73] ebenso genau ausführen kann wie durch irgend eine mit dem Stromeffekt arbeitende Methode.

Für Bestimmungen des Dekrements aus der Form der Resonanzkurve ist diese Methode nur geeignet, wenn der Detektor sehr regelmäßig arbeitet und geeicht ist.

*) Daß bis zu diesem Moment *zwei* Schwingungen vorhanden sind, stört um so weniger, je fester die Koppelung mit dem Löschfunkenkreis gemacht werden kann, je rascher also die Schwingungen desselben ausscheiden¹⁹¹⁾.

e. Die vierte Methode, den Kondensator im Primärkreis zu laden und ihn dann durch eine *F u n k e n s t r e c k e* hindurch entladen zu lassen [1], hat den Vorteil, daß man sehr einfach die Amplitude in weiten Grenzen verändern kann; ihr Nachteil ist, daß die Amplitudenkurve der entstehenden Schwingungen nicht annähernd eine Exponentialkurve ist. Man muß außerdem damit rechnen, daß die Schwingungen des Primärsystems von einem bestimmten Moment an abreißen, und daß die Funkenstrecke sogar die Frequenz beeinflusst [9]. Ganz abgesehen davon, daß man in diesem Fall stets in Verlegenheit kommt, wenn es sich um das Dekrement des Primärsystems handelt, so besteht auch noch der Zweifel, wieweit man unter diesen Umständen berechtigt ist, aus der Resonanzkurve Schlüsse auf das Dekrement des *S e k u n d ä r s y s t e m s* zu ziehen.

Andererseits haben zahlreiche Messungen gezeigt, daß die Methode für Frequenzmessungen durchaus einwandfrei ist und auch für die Dekremente des Sekundärsystems mindestens annähernd richtige Werte gibt, vorausgesetzt, daß man solche Funkenstrecken vermeidet, welche erfahrungsgemäß besonders starke Abweichungen von den Verhältnissen bei Kondensatorkreisen ohne Funkenstrecke ergeben, d. h. Funkenstrecken, deren Länge unterhalb 5 mm liegt und deren Elektroden aus Kupfer oder Silber bestehen. Auch bezüglich des Primärkreises ist folgendes zu bedenken. Der Mittelwert von d_1 , den die Resonanzkurve liefert [75 c], charakterisiert den zeitlichen Abfall der Amplitude im Primärkreis nicht richtig, aber mit ausreichender Genauigkeit den Verlauf der Resonanzkurve und damit die *R e s o n a n z s c h ä r f e* und den maximalen Stromeffekt, der mit dem betreffenden Primärkreis in einem lose gekoppelten Sekundärsystem zu erzielen ist. Das sind aber gerade diejenigen Größen, wegen deren das Dekrement überhaupt von praktischem Interesse ist. Der Abfall der Amplitude an sich hat nur untergeordnete praktische Bedeutung.

Um möglichst große *R e g e l m ä ß i g k e i t* der Entladungen zu erzielen, sollte man nur mit einigen wenigen Funken pro Sekunde arbeiten und Partialfunken vermeiden, vorausgesetzt, daß man Metallfunkenstrecken in Luft benutzt*). Als Material für die Elektroden der Funkenstrecke ist in Luft am besten geeignet: *M a g n e s i u m*, weniger gut: Zinn, Zink und Aluminium, besonders schlecht: Kupfer und Silber.

*) Benutzt man als Funkenstrecke eine Quecksilberlampe¹¹⁷⁾ oder eine Metallfunkenstrecke in Wasserstoff, so kann man unter Umständen sehr viele Partialfunken verwenden, ohne daß Unregelmäßigkeiten entstehen; man kann dadurch den Stromeffekt bedeutend steigern. Aber man nimmt die viel größere Dämpfung derartiger Funkenstrecken mit in Kauf.

Die Regelmäßigkeit der Funken wird ungünstig beeinflußt durch den Entladeverzug [42 b] und demnach gesteigert durch alle Mittel, welche diesen verkleinern. Als ein solches Mittel wurde in 42 b schon genannt Beleuchtung der Funkenstrecke durch ultraviolettes Licht. Ein anderes Mittel bietet eine feine Spitze (spitzer Draht), die man an einer Elektrode anbringt (Fig. 153). Man kann den Abstand der Spitze so wählen, daß durch die Spitzenentladung ein sehr regelmäßiger Einsatz der Funken erzielt wird, ohne daß sich dadurch die Spannungsamplitude erheblich ändert (W. Eickhoff¹¹⁸). Bei Magnesiumfunkenstrecken ist die Anwendung dieser Mittel meist unnötig. — Als Stromquelle eignet sich Funkeninduktor mit Gleichstrom und Quecksilber-Turbinenunterbrecher*), oder auch große Influenzmaschine, bei weitem am besten Resonanzinduktor mit Wechselstrom [114 a].

f. Für den Meßkreis bietet möglichst geringe Dämpfung den Vorteil, daß sowohl die Frequenz wegen der größeren Schärfe der

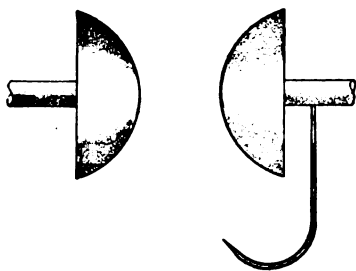


Fig. 153.

Resonanz, als auch das Dekrement irgendeines Primärsystems unter sonst gleichen Umständen genauer bestimmt werden kann.

Wenn man damit rechnen muß, daß die Schwingungen der Primärsysteme verhältnismäßig bald abreißen (kurze Funkenstrecken), so scheint es günstig zu sein, das Dekrement des Meßkreises ungefähr ebenso groß wie dasjenige des Primärsystems zu machen¹¹²).

g. Zu den Bedingungen von a kommt noch eine sehr wesentliche hinzu: die Koppelung zwischen Primär- und Sekundärsystem muß extrem lose sein, d. h. so lose, daß eine merkbare Rückwirkung nicht vorhanden ist.

Ob das der Fall ist, kann man in folgender Weise kontrollieren. Man baut sich einen Kondensatorkreis (III, Fig. 154) von etwa denselben Dimensionen wie das Sekundärsystem. Diesen koppelt man mit dem Primärsystem ungefähr ebenso

*) Es empfiehlt sich nicht, die von den Firmen für die Unterbrecher vorgesehenen Motoren zu verwenden, sondern einen solchen größerer Leistung mit einer auf der Achse aufgesetzten Schwungscheibe.

fest, wie das Sekundärssystem gekoppelt ist. Ändert sich dadurch bei Resonanz der Stromeffekt im Sekundärssystem nicht, so ist auch zwischen Sekundär- und Primärssystem keine merkbare Rückwirkung vorhanden¹¹⁹⁾.

Die technischen Wellenmesser haben zum Teil auf die Erfüllung dieser Bedingung zugunsten der bequemen, aber verhältnismäßig unempfindlichen technischen Meßinstrumente verzichtet. Es sind deshalb die Werte sowohl für $b_1 + b_2$ [74], als für b_2 [76], die man mit ihnen bekommt, im allgemeinen zu groß. Der Fehler kann bis 30 % betragen¹²⁰⁾. Er kann um so mehr herabgedrückt werden, je größer der Stromeffekt im Primärssystem ist: um so loser ist die Koppelung, bei der man noch einen genügenden Ausschlag im Indikatorkreis erhält.

h. Die Drähte, welche zur Stromquelle (z. B. Transformator) führen, sind unmittelbar an die Funkenstrecke anzulegen (also in Fig. 2 S. 1 an

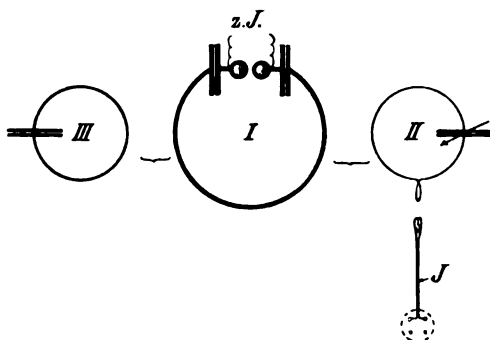


Fig. 164.

die Punkte F_1 und F_2 , nicht etwa an die Punkte A und B), da sonst die Dämpfung des Primärsystems unter Umständen bedeutend gesteigert werden kann.

i. Wenn man im Indikatorkreis ein Drehspul-Spiegelgalvanometer benutzt, so ist es im allgemeinen zu empfehlen, die Spule desselben zu erden. Tut man das nicht, so kann die Spule elektrische Ladungen bekommen, auf welche sie wie die Nadel eines Quadrantelektrometers reagiert.

79. Die technischen „Wellenmesser“¹²¹⁾.

a. Die Wellenmesser, technische Ausführungen der in 71 besprochenen Meßkreise, sind für eine oder mehrere der folgenden Aufgaben eingerichtet:

1. Bestimmung der Frequenz irgendeines Oszillators und damit auch der Kapazität, des Selbstinduktionskoeffizienten, des wechselseitigen Induktionskoeffizienten [73] und des Koppelungsgrades [87].

2. Bestimmung des Dekrements eines Systems.

3. Erzeugung einer Schwingung von bestimmter Frequenz (Verwendung des Wellenmessers als Primärsystem).

Sie beruhen alle auf dem in 70 und 74 entwickelten Prinzip der Resonanz. Der wesentliche Bestandteil derselben ist demnach ein Kondensatorkreis, dessen Frequenz in bekannter Weise stetig geändert werden kann. Zu diesem Zwecke besitzen sie entweder

1. einen Kondensator mit stetig veränderlicher Kapazität und eine oder mehrere Spulen mit unveränderlicher Selbstinduktion (z. B. Ges. f. drahtl. Tel.¹²²), Marconigesellschaft¹²³), oder

2. einen oder mehrere Kondensatoren mit unveränderlicher Kapazität und eine Spule mit veränderlicher Selbstinduktion (Variometer) (z. B. G. Seibt bzw. C. Lorenz¹²⁴), Ives, de Forest), oder endlich

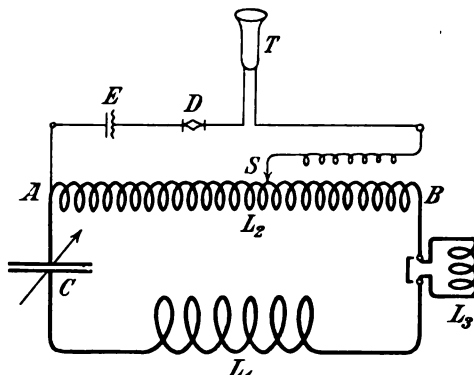


Fig. 155.

3. einen Kondensator mit veränderlicher Kapazität und eine Spule mit veränderlicher Selbstinduktion, wobei die beweglichen Teile von beiden zwangsläufig miteinander verbunden sein können (z. B. Kymometer von J. A. Fleming¹²⁵), Péri¹²⁶).

Die beweglichen Teile sind im allgemeinen mit einem Zeiger versehen. Er bewegt sich über eine Skala, die meist die Wellenlänge (bzw. Frequenz) bei der betreffenden Stellung des Zeigers unmittelbar abzulesen gestattet.

b. Zur Messung der Frequenz (Wellenlänge) eines Oszillators, z. B. Kondensatorkreises, wird der Wellenmesser in der Nähe desselben aufgestellt und die Frequenz des Wellenmessers so lange variiert, bis er in Resonanz mit dem Oszillator ist. Daß Resonanz vorhanden ist, erkennt man

1. entweder an dem Aufleuchten eines Geißlerrohres, oder

2. an dem Maximalausschlag eines Meßinstruments (z. B. Hitzdrahtinstruments), das in den Meßkreis eingeschaltet oder mit ihm gekoppelt ist, oder

3. an der maximalen Lautstärke in einem Telefon, das mit einem Detektor in Nebenschluß zu einem Teil des Meßkreises gelegt oder in einen besonderen Indikatorkreis eingeschaltet ist.

Manche Wellenmesser sind mit mehreren dieser Vorrichtungen gleichzeitig versehen.

c. Das Dekrement eines Oszillators wird in der Praxis selten durch die Aufnahme der Resonanzkurve nach **74a**, meistens nach dem in **74b** angegebenen vereinfachten Verfahren gemessen unter Verwendung des in **b 2** genannten Meßinstruments. Beide Verfahren liefern die Summe der Dekremente von Oszillator und Meßkreis, und wenn das letztere

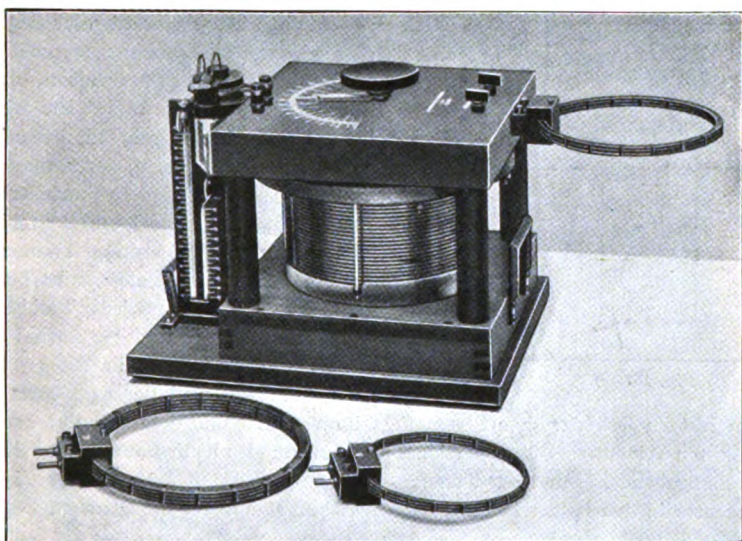


Fig. 156.

82)

bekannt oder nach **76** bestimmt worden ist, das Dekrement des Oszillators allein.

Ein anderes Verfahren¹²³⁾, das angenäherte Werte des Dekrementes ohne Verwendung eines eigentlichen Meßinstruments, nur mit Detektor und Telefon liefert, ist im M a r c o n i schen „Dekremeter“ benutzt. Es beruht auf der Beziehung **74a 2**

$$\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2 = 2\pi \frac{N_r - N}{N_r} \cdot \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{J_{r \text{ eff}}}{J_{\text{eff}}}\right)^2 - 1}}.$$

Die Anordnung ist schematisch diejenige von Fig. 155. Der Meßkreis enthält einen Drehkondensator C, eine Selbstinduktion L_1 , eine kleine Spule L_3 , die in den Kreis eingeschaltet oder auch kurz geschlossen werden kann, und eine Spule L_2

mit 32 Windungen dicken Leitungsdrahts. Der Selbstinduktionskoeffizient von L_3 ist so bemessen, daß durch Einschalten dieser Spule die Frequenz des Meßkreises um 4 % geändert wird und zwar, wie aus 3 hervorgeht, unabhängig von der Kapazität des Kreises. Im Nebenschluß zu dem Ende A der Spule L_3 und einem längs dieser Spule verschiebbaren Schleifkontakt S liegt der Detektor D und das Telefon T mit Element E.

Soll das Dekrement eines Oszillators bestimmt werden, so wird zuerst der Meßkreis ohne die Spule L_3 in Resonanz mit dem Oszillator gebracht (maximale Lautstärke im Telefon). Dann wird

1. der Meßkreis durch Einschalten von L_3 um 4 % verstimmt und der Ton im Telefon abgehört, während der Schleifkontakt S sich bei B befindet, während also 32 Windungen von L_2 eingeschaltet sind. Der Stromeffekt im Meßkreis sei in diesem Fall gleich J^2_{eff} .

2. die Spule L_3 wird wieder ausgeschaltet, der Meßkreis also wieder auf Resonanz gebracht und nun der Schleifkontakt so lange verschoben, bis der Ton im Telefon wieder ebenso laut ist, wie im Fall 1. Die Anzahl Windungen, die sich jetzt zwischen A und S befindet, sei n , der Stromeffekt im Meßkreis $J^2_{r \text{ eff}}$. Durch geeignete Vorrichtungen ist dafür gesorgt, daß die Fälle 1 und 2 unmittelbar hintereinander hergestellt werden können.

Die Stromamplitude im Detektor ist bei der Anordnung von Fig. 157 während jeder Periode der Stromamplitude im Meßkreis und der Anzahl Windungen, zu denen der Detektor im Nebenschluß liegt, proportional. Es muß demnach auch der

Stromeffekt im Detektor dem Stromeffekt im Meßkreis und dem Quadrat der eingeschalteten Windungszahl proportional sein. Wenn also beim Detektor der Stromeffekt maßgebend ist, und der Ton im Telefon und damit auch der Stromeffekt im Detektor in den Fällen 1 und 2 derselbe ist, so muß für die Stromeffekte J^2_{eff} und $J^2_{r \text{ eff}}$ im Meßkreis die Beziehung bestehen $\left(\frac{J_{r \text{ eff}}}{J_{\text{eff}}}\right)^2 = \left(\frac{32}{n}\right)^2$. Es folgt also nach 74 a 2

$$d_1 + d_2 = 2\pi \cdot 0,04 \cdot \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{32}{n}\right)^2 - 1}},$$

d. h. die Summe der Dekremente des Oszillators und Meßkreises.

d. Zur Benutzung des Wellenmessers als Primärsystem werden entweder

1. in denselben kleine Funkenstrecken eingeschaltet, so daß es durch einen Funkeninduktor in Schwingungen versetzt werden kann,
2. oder es sind Vorkehrungen getroffen, die ein Erzeugen der Schwingungen durch Stoßerregung ermöglichen [109].

e. Von den vielen Ausführungsformen der technischen Wellenmesser können nur wenige besprochen werden. Der erste, der für Mes-

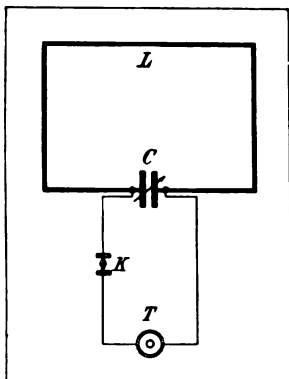


Fig. 157¹²³⁾.

sungen auf dem Gebiet für drahtlose Telegraphie benutzt wurde, war wohl derjenige von J. Zenneck¹²⁷⁾. Er bestand aus einem Kondensator unveränderlicher Kapazität und einer Strombahn mit stetig veränderlichem Selbstinduktionskoeffizienten. Zur Messung der Frequenz durch Resonanz diente ein Geißlerrohr oder eine Funkenstrecke, zur Messung des Dekrements ein Bolometer.



Fig. 158.

123)

Die nächste Stufe stellte der in Fig. 156 abgebildete Wellenmesser von Franke-Dönitz (Ges. f. drahtl. Tel.) dar: Drehkondensator, auswechselbare Spulen zur Veränderung des Meßbereichs; als Meßinstrument: Hitzdrahtluftthermometer. Fast ebenso konstruiert und ebenso einfach ist der tragbare Wellenmesser der Marconigesellschaft, von dem Fig. 157 die Schaltung, Fig. 158 die Ausführung zeigt: Drehkondensator, feste Selbstinduktion als viereckiger Rahmen im Deckel des Instruments untergebracht, Karborunddetektor [160] mit Telephon.

Komplizierter, aber auch vielseitiger ist der neue Wellenmesser der

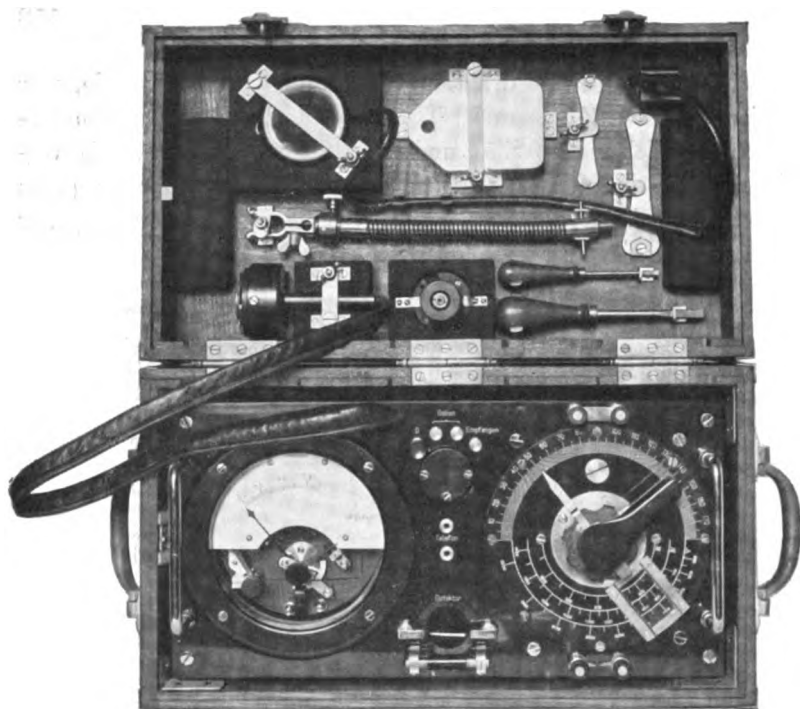


Fig. 159.

82)

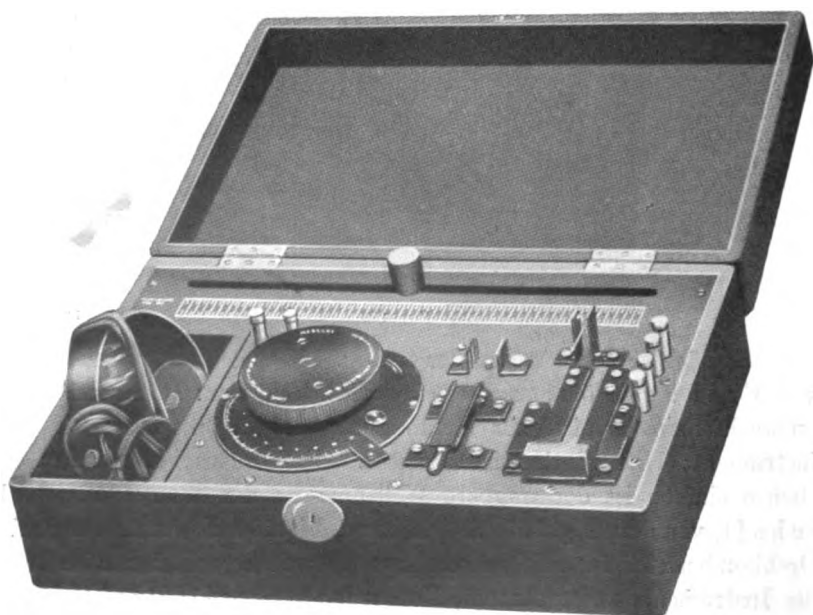


Fig. 160.

123)

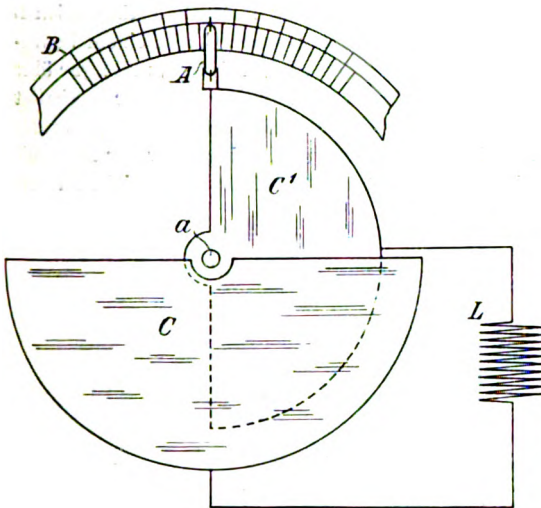


Fig. 161.

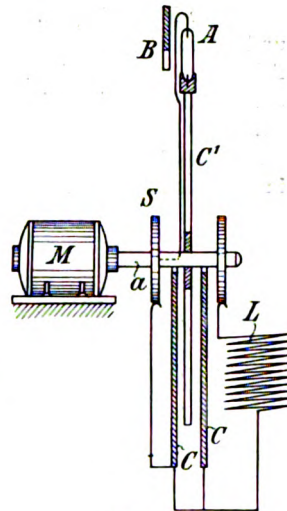


Fig. 162.

Ges. f. drahtl. Tel. (Fig. 159), dessen Drehkondensator außer einer Gradskala auch noch drei Wellenlängenskalen für drei verschiedene Strombahnen besitzt, ebenso das tragbare Dekremeter (Fig. 160) der *M a r c o n i*-Gesellschaft.



Fig. 163.

f. Eine sehr hübsche Anwendung des Resonanzprinzips, hauptsächlich für ungedämpfte Schwingungen liegt dem direkt zeigenden Wellenmesser von R. Hirsch*)¹²⁸⁾ zugrunde.

*) Er wird von der Firma Dr. E. H u t h, G. m. b. H., Berlin SO 26, Kottbuser Ufer 39-40, hergestellt, der ich auch die Abbildungen verdanke.

Der Meßkreis (Fig. 161 und 162) besteht aus einer festen Selbstinduktion L und einem Drehkondensator mit einem festen Plattensystem C und einem beweglichen C' , das durch einen Motor in Drehung erhalten wird. Mit ihm, und zwar über einer Skale B , rotiert eine Heliumröhre A , die parallel zum Kondensator geschaltet ist. Durch die Rotation des beweglichen Plattensystems wird die Frequenz des Meßkreises fortgesetzt geändert. Bei derjenigen Stellung, bei welcher der Meßkreis in Resonanz mit dem Oszillator ist, leuchtet die Röhre auf, und man sieht an der-



Fig. 164.

jenigen Stelle der Skale, an der sich die Röhre zur Zeit der Resonanz befindet, einen hellen Strich. Werden auf der Skale die Wellenlängen aufgetragen, welche der Meßkreis besitzt, wenn die Röhre sich an der betreffenden Stelle befindet, so gestattet der leuchtende Strich unmittelbar die Wellenlängen an der Skala abzulesen. Zwei Ausführungsformen des Instruments sind in Fig. 163 und 164 abgebildet.

§ 2. Resonanzkurve des Dynamometereffekts.

(L. Mandelstam und N. Papalex¹²⁹)

80. Allgemeine Beziehungen.

a. Eine bewegliche, z. B. an einem vertikalen Draht aufgehängte Spule S_2 mit vertikaler Ebene möge sich im Innenraum einer festen Spule S_1 , ebenfalls mit vertikaler Ebene, befinden. Schickt man durch S_1

einen Strom J_1 , durch S_2 einen Strom J_2 , so ist das Drehmoment, das die bewegliche Spule erfährt, $\propto J_1 J_2$. Sind die Ströme J_1 und J_2 mit der Zeit veränderlich, z. B. Wechselströme hoher Frequenz, so ist die Spule im allgemeinen zu träge, um den raschen Schwankungen von $J_1 J_2$ zu folgen, und es kommt für ihre Drehung nur das mittlere Drehmoment, d. h. der Mittelwert von $J_1 J_2$ in Betracht. Diesen Mittelwert von $J_1 J_2$

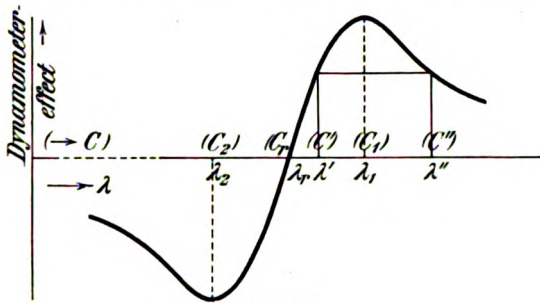


Fig. 165.

bezeichnet man als „Dynamometereffekt“ ($\overline{J_1 J_2}$ ¹³⁰), da die Anordnung einer beweglichen Spule im Feld einer festen das bekannte Prinzip des Dynamometers (Wattmeters) darstellt. Diese Anordnung gestattet auch stets $\overline{J_1 J_2}$ zu messen.

b. Es sei nun, wie in 70, vorausgesetzt, daß ein Primärsystem von unveränderlicher Wellenlänge bzw. Frequenz auf ein Sekundärsystem von

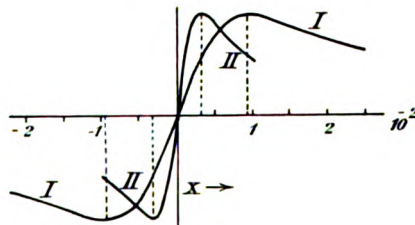


Fig. 166.

veränderlicher Wellenlänge, z. B. einen Kondensatorkreis mit Drehkondensator, induziere. Der Strom im Primärsystem sei J_1 , derjenige im Sekundärsystem J_2 . Es werde nun der Dynamometereffekt der beiden Ströme gemessen und eine Kurve konstruiert, in welcher als Abszissen die Wellenlängen (bzw. Kapazitäten) des veränderlichen Sekundärkreises, als Ordinaten die dazu gehörigen Dynamometereffekte aufgetragen werden.

Die entsprechende Kurve hat dann den Charakter derjenigen in Fig. 165; sie geht, wie die Theorie zeigt¹²⁹), durch die Abszissen-

achse hindurch für diejenige Wellenlänge des Sekundärsystems, welche gleich der Wellenlänge des Primärsystems ist, d. h. also, wenn beide Kreise in Resonanz sind.

c. Der Verlauf der Resonanzkurve hängt, wie beim Stromeffekt [70 c], ab

1. von der Summe der Dekremente von Primär- und Sekundärsystem,
2. von der Koppelung zwischen beiden.

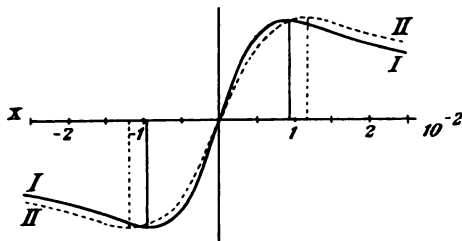


Fig. 167.

In welcher Weise die Größe der Dekremente sich äußert, ist aus den Kurven I und II von Fig. 166*), in welcher Weise der Koppelungsgrad den Kurvenverlauf beeinflußt, aus den Kurven I und II von Fig. 167**) zu entnehmen. In diesen Kurven sind als Abszissen (vgl. Fig. 147), die Verstimmungen $x = \frac{\lambda_2 - \lambda_r}{\lambda_2} = \frac{1}{2} \frac{C_2 - C_r}{C_2}$ aufgetragen.

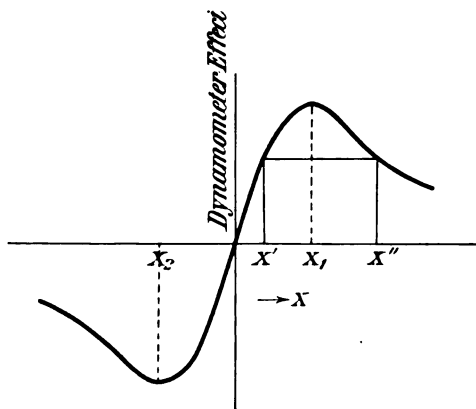


Fig. 168.

d. Ist die Koppelung zwischen Primär- und Sekundärsystem extrem lose, so bestehen folgende Beziehungen (Fig. 168):

*) I: $b_1 = 0,05$, $b_2 = 0,01$; II: $b_1 = b_2 = 0,01$.

**) $b_1 = 0,05$, $b_2 = 0,01$; I: Koppelung extrem lose; II: $K' = 0,3\%$.

1. Es mögen x_1 und x_2 (Fig. 168) diejenigen Verstimmungen bezeichnen, bei welchen der Dynamometereffekt ein positives bzw. negatives Maximum besitzt. Dann ist

$$b_1 + b_2 = 2\pi x_1 = 2\pi x_2 = 2\pi \frac{x_1 + x_2}{2}.$$

2. Zieht man eine Parallele zur Abszissenachse, deren Schnittpunkte mit der Resonanzkurve die Abszissen x' und x'' (Fig. 168) haben, so ist

$$b_1 + b_2 = 2\pi \sqrt{x'x''}.$$

81. Bestimmung der Frequenz (Wellenlänge).

a. Aus 80 b ergibt sich ohne weiteres eine Methode zur Bestimmung der Frequenz (Wellenlänge) eines Primärkreises. Man läßt denselben in extrem loser Koppelung auf einen Meßkreis induzieren und mißt den

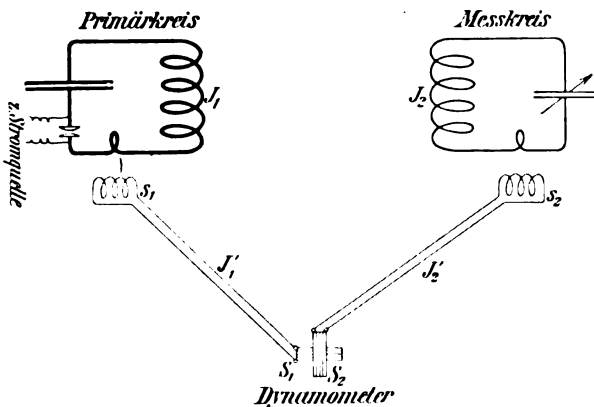


Fig. 169.

Dynamometereffekt $J_1 J_2$ des Primärstromes J_1 und des Stromes J_2 im Meßkreis. Die Frequenz des Meßkreises wird so lange geändert, bis der Dynamometereffekt Null wird. Diejenige Frequenz (Wellenlänge), bei der dies geschieht, ist die gesuchte Frequenz des Meßkreises.

b. Statt den Strom des Primärsystems und denjenigen des Meßkreises unmittelbar durch das Dynamometer zu leiten, ist es bequemer, Primärsystem und Meßkreis in möglichst loser Koppelung auf zwei Spulen s_1 und s_2 (Fig. 169) induzieren zu lassen und diese an die Dynamometerspulen anzuschließen. Für den Dynamometereffekt $J_1' J_2'$ der in diesen Spulen induzierten Ströme J_1' und J_2' gilt, wie die Theorie¹²⁹⁾ zeigt, annähernd dasselbe wie für $J_1 J_2$.

c. Die Bestimmung der Frequenz (Wellenlänge) mit Hilfe des Dynamometereffekts besitzt vor der Bestimmung mit Hilfe des Stromeffekts [71] folgende Vorteile:

1. Die Genauigkeit ist eine viel größere. Bei der Bestimmung durch den Stromeffekt arbeitet man am Scheitel der Resonanzkurve; geringe Änderungen der Frequenz ändern prozentisch sehr wenig am Ausschlag. Um die genaue Lage des Scheitels zu bekommen, ist deshalb das Aufzeichnen der ganzen Resonanzkurve oder wenigstens ihres oberen Teils fast unerlässlich. Die Bestimmung mit Hilfe des Dynamometereffekts dagegen ist eine Nullmethode. Die geringste Abweichung von der Resonanz gibt sich durch einen Ausschlag des Meßinstrumentes zu erkennen. Die Dynamometermethode ist demnach überall am Platze, wo kleine Änderungen der Frequenz (oder auch der Kapazität oder Dielektrizitätskonstanten oder des Selbstinduktionskoeffizienten [73]) gemessen werden sollen; sie ist an Genauigkeit allen anderen weit überlegen.

2. Die Genauigkeit, mit der man die Frequenz mit Hilfe des Stromeffekts bestimmen kann, hängt davon ab, wie genau man in der Lage ist, die Resonanzkurve aufzunehmen, d. h. von der Regelmäßigkeit von Entladungszahl und Amplitude. Von beiden ist die Methode des Dynamometereffektes unabhängig.

82. Bestimmung des Dekrements.

Die Bestimmung des Dekrements beruht auf den Beziehungen von 80 d. Man erhält, wie bei der Verwendung des Stromeffekts, die Summe der Dekremente von Primär- und Sekundärsystem. Die Anordnung ist diejenige von Fig. 169 mit der Bedingung, daß die Koppelung zwischen Primärsystem und Meßkreis extrem lose sein muß.

a. Um die Summe der Dekremente nach 80 d 1 zu bestimmen, variiert man die Wellenlänge λ bzw. Kapazität C des Meßkreises, bis der Dynamometereffekt nach der positiven Seite ($\lambda = \lambda_1$, $C = C_1$) oder nach der negativen Seite ($\lambda = \lambda_2$, $C = C_2$) ein Maximum wird. Es ist dann, wenn λ_r bzw. C_r die Werte von λ bzw. C für Resonanz, d. h. für den Dynamometereffekt Null, sind:

$$\begin{aligned} \delta_1 + \delta_2 &= 2\pi \frac{\lambda_1 - \lambda_r}{\lambda_1} = 2\pi \frac{\lambda_r - \lambda_2}{\lambda_2} = \text{annähernd } \pi \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_r} \\ &= \pi \frac{C_1 - C_r}{C_1} = \pi \frac{C_r - C_2}{C_2} = \text{annähernd } \frac{\pi}{2} \frac{C_1 - C_2}{C_r}. \end{aligned}$$

Es ist bei dieser Methode nicht nötig, die ganze Resonanzkurve aufzunehmen. Die Methode ist trotzdem für die meisten Zwecke genügend genau, da man die Lage eines Maximums verhältnismäßig scharf beurteilt und die Größe des Ausschlages in diesem Maximum ohne Bedeutung ist.

b. Wenn man auf besondere Genauigkeit Wert legt, ist die Methode vorzuziehen, die sich auf die Beziehung 80 d 2 gründet. Man zeichnet die Resonanzkurve auf, indem man als Abszissen entweder die Wellenlängen oder die Kapazitäten des Meßkreises benutzt. Dann legt man eine Parallele zur Abszissenachse durch die Kurve. Wenn ihre Schnittpunkte mit der Kurve die Abzissen λ' und λ'' bzw. C' und C'' haben und λ_r bzw. C_r die Werte für die Resonanzlage sind, so ist

$$b_1 + b_2 = 2\pi \cdot \sqrt{\left(\frac{\lambda' - \lambda_r}{\lambda'}\right) \cdot \left(\frac{\lambda'' - \lambda_r}{\lambda''}\right)} = \pi \sqrt{\left(\frac{C' - C_r}{C'}\right) \cdot \left(\frac{C'' - C_r}{C''}\right)}.$$

83. Das Dynamometer.

Man kann zur Messung des Dynamometereffekts Apparate verwenden, die den gewöhnlichen Dynamometern nachgebildet sind: eine feste Spule und eine bewegliche, die an einem Bronzeband in ähnlicher Weise aufgehängt und mit einem Spiegel versehen ist, wie die Spulen in den Deprez-d'Arsonval-Instrumenten mit Spiegelablesung. Beide Spulen dürfen nur wenige Windungen haben¹³¹⁾.

Sehr gut bewährt hat sich ein „Kurzschlußring-Dynamometer“ (Mandelstam und Papalexi¹²⁹⁾.

a. Die Ausführung desselben für Laboratoriumszwecke zeigt Fig. 170, sein Prinzip die schematische Fig. 17: zwei zueinander senkrechte flache Spulen S_1 und S_2 , zwischen beiden und zwar koaxial zu S_2 ein Aluminiumring mit Spiegel an einer feinen Aufhängung. Durch die beiden Spulen S_1 und S_2 werden die beiden Ströme J_1' und J_2' von Fig. 169, deren Dynamometereffekt man messen will, hindurchgeschickt. Die Wirkungsweise des

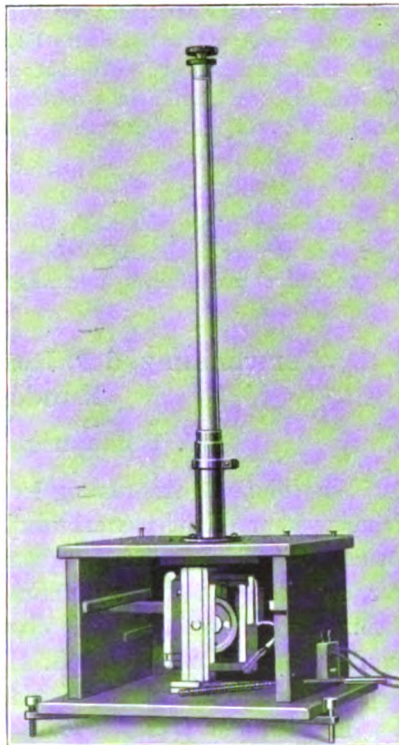


Fig. 170.

Apparates ist dann folgende. Schickt man durch S_2 einen Strom J_2' , so wird durch ihn in dem Ring ein Strom J_3 induziert, der mit J_2' gleichphasig und dessen Amplitude derjenigen von J_2' proportional ist, vorausgesetzt, daß die Induktanz des Ringes seinen Ohmschen Widerstand bei weitem übersteigt¹²²). Ein Drehmoment übt der Strom in S_2 auf den Ring nicht aus, da der Ring mit S_2 koaxial ist. Wird aber durch S_1 ein Strom J_1' geschickt, so induziert dieser keinen Strom in dem Ring, da die Ebene von S_2 und diejenige des Ringes senkrecht zueinander sind. Aber er übt ein Drehmoment auf den Ring aus, das proportional dem Dynamometereffekt $\bar{J}_1' \bar{J}_3$ und damit auch $\propto \bar{J}_1' \bar{J}_2'$ ist.

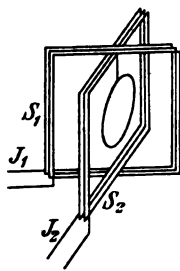


Fig. 171.

Genau gilt dies nur für die Nullstellung des Ringes. Allein eine eingehende Durchrechnung der Verhältnisse hat gezeigt¹²³), daß auch dann, wenn der Ring aus seiner Ruhelage um einen kleinen Winkel abgelenkt wird, der Ausschlag $\propto \bar{J}_1' \bar{J}_2'$ ist und zwar ist, wie die Theorie zeigt, bei der Anordnung von Fig. 169 der Ausschlagswinkel

$$\vartheta = \zeta \cdot \frac{a \cdot \bar{J}_1' \bar{J}_2'}{b + \zeta \cdot c \bar{J}_1'^2 \text{eff}},$$

worin b das Direktionsmoment der Aufhängung, ζ die Entladungszahl und a und c Konstante des Apparats bedeuten. Es wird also der Ausschlagswinkel $\vartheta \propto \bar{J}_1' \bar{J}_2'$.

b. Macht man das Direktionsmoment der Aufhängung des Ringes sehr klein (Quarzfa den), so kann man erreichen, daß in der Beziehung in a b sehr klein wird gegen $\zeta \cdot c \bar{J}_1'^2 \text{eff}$. Dann wird

$$\vartheta = \frac{a}{c} \cdot \frac{\bar{J}_1' \bar{J}_2'}{\bar{J}_1'^2 \text{eff}},$$

d. h. unabhängig von der Entladungszahl ζ und dadurch unabhängig von dem mehr oder weniger regelmäßigen Gang des Unterbrechers, wenn man mit Induktor und unterbrochenem Gleichstrom arbeitet.

§ 3. Verwendung der Resonanz zur Untersuchung von Kondensatoren.

84. Bestimmung des Frequenzfaktors.

Eine einfache Anordnung ist z. B. folgende. Man stellt sich ein Primärsystem (Kondensatorkreis I, Fig. 172) her von derjenigen Frequenz, bei welcher der Frequenzfaktor des Kondensators bestimmt werden soll. An den zu untersuchenden Kondensator C wird eine Strombahn angeschlossen, die eine Spule S mit veränderlichem Selbstinduktionskoeffizienten enthält. Durch diese bringt man den Kondensatorkreis II in Resonanz mit dem Primärsystem. Dann ersetzt man den Kondensator C durch einen variabeln geeichten Luftkondensator und stellt diesen so ein, daß der Kondensatorkreis II wieder in Resonanz mit dem Primärsystem ist. Es ist dann die Kapazität \mathcal{C} des zu untersuchenden Kondensators gleich derjenigen des Luftkondensators bei

der Resonanzstellung. Bestimmt man außerdem die Kapazität C des zu untersuchenden Kondensators mit statischer Ladung (vgl. S. 130 Fußnote**), so folgt aus

$$\frac{C}{C} = f$$

der Frequenzfaktor f [5 a] bei der betreffenden Frequenz.

Die Methode läßt sich den Bedürfnissen jedes Falles entsprechend in der verschiedensten Weise abändern. Wesentlich ist nur der Ersatz der unbekannten Kapazität durch die von der Frequenz unabhängige [5 a] eines Luftkondensators mit Hilfe der Resonanz.

Für die Ausführung ist es wichtig, den Selbstinduktionskoeffizienten der Strombahn II so groß zu wählen, daß kleine Änderungen in der Zuleitung zum Kondensator, wie sie durch die verschiedenen Formen des zu untersuchenden Kondensators und des Luftkondensators bedingt sein können, ebenso die Ströme in den Kondensatorbelegungen, keinen merkbaren Einfluß auf die Frequenz haben können,

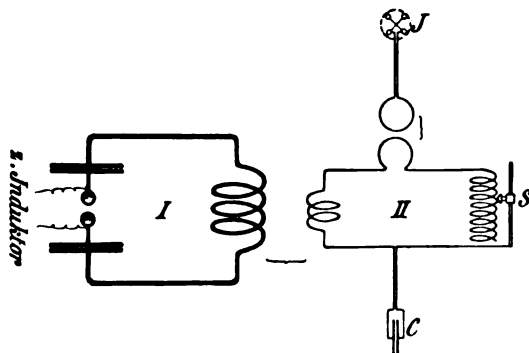


Fig. 172.

Sollen die Frequenzfaktoren mehrerer Kondensatoren von verschiedenem Isolationsmaterial verglichen werden, so ist die Bestimmung bei derselben Amplitude der elektrischen Feldstärke im Isolator (bzw. derselben Belastung) zu machen, da es nicht ausgeschlossen ist, daß die Größe des Frequenzfaktors davon abhängt.

85. Energieabsorption durch dielektrische Hysterese²¹⁾.

a. Die Anordnung ist dieselbe wie in Fig. 172. Das Sekundärsystem II, das den zu untersuchenden Kondensator enthält, sei in Resonanz mit dem Primärsystem, der Ausschlag im Meßinstrument des Indikatorkreises = α' . Man ersetzt den Kondensator C durch einen variablen Luftkondensator und stellt ihn so ein, daß wieder Resonanz

vorhanden ist. Der Ausschlag im Meßinstrument sei jetzt α . Dann ergibt sich die Zunahme δ' , welche das Dekrement des Sekundärkreises durch die Energieabsorption im Kondensator C erfahren hat und welche die Energieabsorption des betreffenden Isolationsmaterials charakterisiert [13], aus den Beziehungen 76, Gl. (2).

b. Für den Vergleich verschiedener Kondensatoren kann es einfacher sein, den äquivalenten Widerstand [77 b] des Kondensators durch Substitution zu bestimmen. Zu diesem Zweck schaltet man, nachdem man den Kondensator C (Fig. 172) durch den Luftkondensator ersetzt und wieder auf Resonanz eingestellt hat, so viel Widerstand in den Sekundärkreis ein, bis der Ausschlag im Meßinstrument wieder α' geworden ist. Der Widerstand R' , der dazu nötig war, ist der äquivalente Widerstand des Kondensators¹³³).

c. Bei der Ausführung der Methode, die nach den verschiedensten Richtungen abgeändert werden kann, sind besonders Wirbelströme in den Kondensatorbelegungen zu vermeiden. Ihr Einfluß kann die Resultate völlig fälschen. Bei Kondensatoren von der Form der Leidener Flaschen ist es schwer, sie zu vermeiden oder auch nur zu kontrollieren, ob sie vermieden sind. Ein, aber nur bei Plattenkondensatoren bequemes Kontrollverfahren ist, den Kondensatoren die verschiedensten Stellungen zu geben oder die Kondensatorbelegungen einmal aus Zinkblech und dann aus ungefähr ebenso dickem Kupferblech herzustellen. Zeigt sich dabei keine Änderung des Ausschlags, so kann man im allgemeinen sicher sein, daß die Wirbelströme keine in Betracht kommende Rolle spielen.

d. Für den Vergleich der Energieabsorption in verschiedenen Materialien ist es notwendig, stets dieselbe Amplitude des elektrischen Felds im Isolator (bzw. dieselbe Belastung) herzustellen, da davon die Energieabsorption abhängen kann. Ebenso sind nur solche Werte, die bei derselben Frequenz bestimmt wurden, ohne weiteres vergleichbar.

86. Das Sprühen der Kondensatoren (W. Eickhoff)¹³⁴.

a. In Fig. 173 ist die Kurve a die Resonanzkurve eines Kondensatorkreises, bei dem die Kondensatoren nicht sprühten; die Kurve b die Resonanzkurve desselben Kreises, als die Kondensatoren kräftig sprühten [14 a]. Der Unterschied zwischen beiden Kurven besteht in zwei Punkten:

1. Die Kurve b ist unsymmetrisch: sie fällt nach der Seite der kleineren Frequenzen viel flacher ab als nach der anderen Seite, während die Kurve a symmetrisch nach beiden Seiten verläuft.

2. Der Punkt, in welchem der Stromeffekt ein Maximum wird (Resonanzpunkt), ist nach der Seite der kleineren Frequenzen (größeren Wellenlängen) verschoben.

Beides ist charakteristisch für sprühende Kondensatoren.

b. Die Erklärung dieser Erscheinung ist in folgendem zu suchen.

Durch das Sprühen (vgl. Fig. 22 S. 27) bekommt auch der unbelegte Teil des Kondensators Ladungen, die Kapazität des Kondensators wird dadurch vergrößert, die Frequenz des Kondensatorkreises verkleinert. Die Verkleinerung der Frequenz wird aber nicht derselben Art sein, wie wenn einfach den Belegungen ein zweiter Kondensator durch eine metallische Verbindung parallel geschaltet wäre. Die leitende Verbindung des unbelegten mit dem belegten Teil ist ja durch eine Art Spitzenentladung (eben das Sprühen) hergestellt, die bald hier, bald dort in unregel-

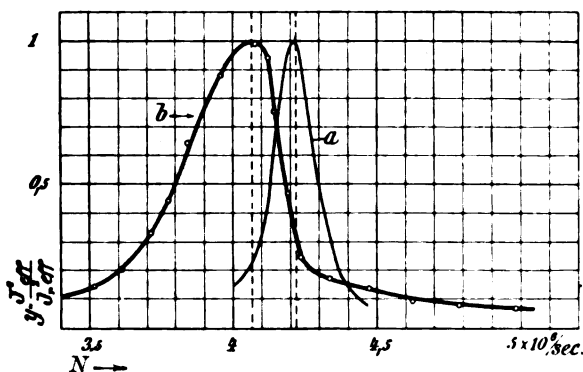


Fig. 173.

mäßiger Weise auftritt. Infolge davon wird sich bald ein kleinerer, bald ein größerer Teil der Ladung auf dem unbelegten Teil an der Schwingung beteiligen können. Die inkonstante Größe dieser parasitären Kapazität und ihre unregelmäßige Verbindung mit dem belegten Kondensator wird die Frequenz von einem gewissen (durch die Kapazität des belegten Teils allein bestimmten) Maximalwert nach abwärts schwanken lassen*).

Wirkt also ein solcher Kondensatorkreis auf einen Resonanzkreis und variiert man dessen Frequenz von den höheren Werten beginnend zu den kleineren, so steigt der Stromeffekt verhältnismäßig rasch an, sobald man sich dieser maximalen Frequenz nähert. Es wird aber einen verhältnismäßig hohen Wert behalten, solange die Frequenz des Resonanzkreises in demjenigen Gebiet bleibt, innerhalb dessen die Schwingungszahlen des Primärkreises hin und her schwanken. Die Folge ist demnach eine Verbreiterung der Resonanzkurve in der Richtung der kleineren Frequenzen.

*) Hand in Hand mit dem Schwanken der Frequenz geht jedenfalls auch noch ein Schwanken der Anfangsamplitude und auch ein unregelmäßiger Abfall der Amplitude während einer einzigen Schwingung.

c. Die Verbreiterung der Resonanzkurve bedeutet eine starke Schädigung der Resonanzschärfe*): sie ist, wie aus dem Gesagten hervorgeht, bedingt in erster Linie durch das Hin- und Herschwanen der Frequenz.

Der Betrag des Energieverlustes, der durch das Sprühen hervorgerufen wird, kann demnach [78 a] aus den Resonanzkurven auf keinen Fall entnommen werden; diese liefern nur eine obere Grenze für denselben.

Erhält man aus der Resonanzkurve durch Anwendung der Beziehungen von 74, wenn die Kondensatoren nicht sprühen $b_1 + b_2$, dann, wenn sie sprühen,

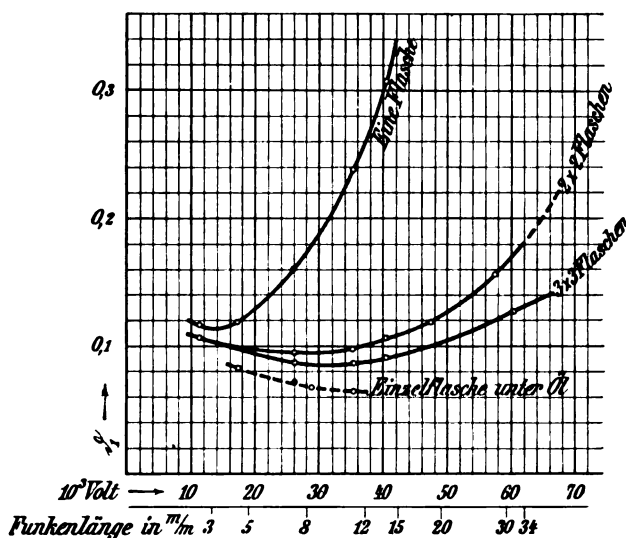


Fig. 174.

unter sonst gleichen Umständen $b_1' + b_2$, so kann die Zunahme des Dekrements, die vom Energieverlust durch das Sprühen herrührt, nicht größer als $(b_1' + b_2) - (b_1 + b_2) = b_1' - b_1$ sein.

Man kann aber die Resonanzkurven benutzen, um einen zahlenmäßigen Wert für die Schädigung der Resonanzschärfe durch das Sprühen zu bekommen. Man wendet auf die Resonanzkurven die Beziehungen von 74 an und bestimmt aus ihnen $b_1 + b_2$. Zieht man davon das Dekrement des Meßkreises b_2 ab, so bleibt die Größe b_1 . b_1 kann dann aufgefaßt werden als das Dekrement eines Kondensatorkreises ohne Sprühen, der dieselbe Resonanzschärfe liefert**).

*) Die Resonanzschärfe ist bei der Kurve a = ca. 24, bei der Kurve b = ca. 10,5.

**) Mit dem tatsächlichen Abfall der Amplitude in dem sprühenden Kondensatorkreis hat es also nichts zu tun.

Das Resultat von Messungen dieser Art (W. Eickhoff¹³⁾) ist in Fig. 174 für Leidener Flaschen aus deutschem Flintglas dargestellt *). Die drei ausgezogenen Kurven zeigen die Abhängigkeit der Größe b_1 von der Spannungsamplitude bei drei Kondensatorkreisen mit denselben Strombahnen. Bei dem einen derselben bestand die Kapazität aus einer Leidener Flasche **), bei dem zweiten aus 2×2 Leidener Flaschen **) in der Schaltung von Fig. 12, bei dem dritten aus 3×3 Flaschen **) in der Schaltung von Fig. 13. Im ersten Fall besteht zwischen den Kondensatorbelegungen die ganze Spannungsamplitude, im zweiten Fall nur die Hälfte, im dritten Fall nur der dritte Teil. Infolge davon ist auch das Sprühen am stärksten im ersten Fall, am schwächsten im dritten.

Die obere Kurve zeigt, wie außerordentlich schädlich der Einfluß des Sprühens auf die Resonanzschärfe sein kann. Ein Vergleich der drei Kurven beweist, daß diesem schädlichen Einfluß in wirksamer Weise durch kombinierte Serien- und Parallelschaltung [4d] der Kondensatoren begegnet werden kann.

Tatsächlich kann die kombinierte Serien- und Parallelschaltung gleicher Kondensatoren nur dann etwas nutzen, wenn die scheinbare Vermehrung des Dekrements durch das Sprühen mit Vergrößerung der Spannung rascher anwächst als $\propto U_0^2$. Wenn sie $\propto U_0^2$ ist, so bietet, wie eine einfache Überlegung zeigt, kombinierte Serien- und Parallelschaltung keinen Vorteil (L. W. Austin²¹). — Von welcher Spannung an die scheinbare Vermehrung des Dekrements rascher ansteigt als $\propto U_0^2$, hängt von der Form und von dem Material der Kondensatoren ab.

d. Auf der anderen Seite bedeutet aber diese Schaltung eine nicht unbedeutende Komplikation, und es liegt deshalb der Wunsch nahe, das Sprühen auf einfachere Weise zu verhindern. Ein solches Mittel ist, die Kondensatoren oder wenigstens den Rand ihrer Belegungen in dickflüssiges Öl zu setzen. Daß es dadurch möglich ist, den schädlichen Einfluß des Sprühens zu stark herabzudrücken, zeigt die gestrichelte Kurve von Fig. 174.

Allein es ist dies ein gefährliches Mittel: die Kondensatoren werden, wenn die Spannungen nicht verhältnismäßig gering***) sind,

*) M. Wien¹⁷⁾ findet folgende scheinbare Zunahme des Dekrements durch Sprühen:

Spannungsamplitude	Leidener Flaschen aus englischem Flintglas	Flaschen von H. Boas
0,9 · 10 ⁴ Volt	0,008	0,002
1,55 · 10 ⁴ „	0,028	0,002
2,2 · 10 ⁴ „	0,064	0,007

**) Alle Flaschen hatten ungefähr dieselbe Kapazität; es war also die resultierende Kapazität bei den drei Kondensatorkreisen merklich dieselbe.

***) Bei besten Flintglasflaschen von 5 mm Dicke ist 30 000 Volt (entsprechend 1 cm Schlagweite) die äußerste Grenze.

ziemlich sicher durchschlagen. So schlimm das Sprühen ist, so hat es doch die eine gute Eigenschaft, daß es eine gewisse Sicherung gegen das Durchschlagenwerden der Kondensatoren darstellt.

e. Folgerungen von praktischer Wichtigkeit, die sich aus dem vorhergehenden ergeben, sind:

1. Die Verschiebung der Resonanzlage [a 2] wächst unter sonst gleichen Umständen mit der Spannungsamplitude und zwar, wie Versuche gezeigt haben, unter den Bedingungen dieser Versuche beinahe proportional derselben. Bei Primärsystemen, bei denen das Sprühen nicht ganz vermieden werden kann, muß also die Abstimmung von Primär- und Sekundärsystem bei derselben Spannung stattfinden, bei welcher die Systeme nachher benutzt werden sollen.

2. Der Einfluß des Sprühens ist unter sonst gleichen Umständen bei zylindrischen Kondensatoren um so kleiner, je kleiner der Durchmesser im Verhältnis zur Länge ist. Denn um so kleiner ist unter sonst gleichen Umständen das Verhältnis der parasitären Kapazität zur normalen. Es ist in dieser Beziehung also günstiger, lange schmale Flaschen zu verwenden, als kurze breite.

3. Verdickt man den unbelegten Rand der Kondensatoren (Leidener Flaschen), so wird ebenfalls die parasitäre Kapazität und damit der Einfluß des Sprühens herabgedrückt (vgl. 39 b).

§ 4. Verwendung von Resonanzkurven zur Untersuchung gekoppelter Systeme (J. Zenneck¹), C. Fischer⁹⁰), M. Wien⁹⁰)).

87. Koppelung abgestimmter Systeme. Ermittlung von Frequenz, Dekrement und Koppelungsgrad.

Wenn man auf einen Meßkreis die Schwingungen von gekoppelten (abgestimmten) Systemen [55 ff.] einwirken läßt, so bekommt man bei ziemlich fester Koppelung der beiden Systeme Resonanzkurven von der Form der in Fig. 175 dargestellten. Auf die beiden Teile, in welche die Resonanzkurve zerfällt, kann man ohne weiteres die Beziehungen von 71 und 74 anwenden. Man erhält aus der Lage der beiden Scheitelpunkte die Frequenzen N^I und N^{II} bzw. Wellenlängen λ^I und λ^{II} der beiden Schwingungen, aus dem Verlauf der Kurve in der Nähe der beiden Scheitelpunkte die Dekremente δ^I und δ^{II} , und den Koppelungsgrad K' [59] aus

$$\begin{aligned}
 K' &= \frac{1 - \left(\frac{N^{II}}{N^I}\right)^2}{1 + \left(\frac{N^{II}}{N^I}\right)^2} = 1 - \left(\frac{N}{N^I}\right)^2 = \left(\frac{N}{N^{II}}\right)^2 - 1 \\
 &= \frac{1 - \left(\frac{\lambda^I}{\lambda^{II}}\right)^2}{1 + \left(\frac{\lambda^I}{\lambda^{II}}\right)^2} = 1 - \left(\frac{\lambda^I}{\lambda}\right)^2 = \left(\frac{\lambda^{II}}{\lambda}\right)^2 - 1
 \end{aligned}$$

(N bzw. λ = Frequenz bzw. Wellenlänge der beiden Systeme vor der Koppelung)*). Für nicht zu feste Koppelung kann dies ersetzt werden durch die einfache Beziehung

$$K' = \frac{\lambda^{II} - \lambda^I}{\lambda}.$$

In Tab. X ist der Koppelungsgrad K' für die verschiedensten Verhältnisse der Frequenzen berechnet.

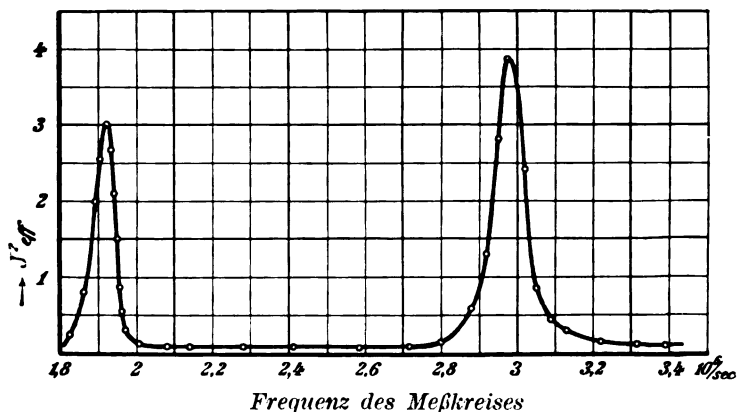


Fig. 176.

Bei loser Koppelung liegen aber die Verhältnisse anders. Die Resonanzkurven haben die Form der stark ausgezogenen Kurve von Fig. 176. Die beiden Scheitelpunkte fallen im allgemeinen nicht auf diejenigen Frequenzen, welche mit den Frequenzen der beiden Schwingungen identisch sind. Aus der Lage der Scheitelpunkte können demnach die Frequenzen N^I und N^{II} (oder Wellenlängen λ^I und λ^{II}) nicht bestimmt werden. Ebenso wenig lassen sich die Dekremente nach dem

*) Bezeichnen C^I , C^{II} , C , die Kapazitäten des Meßkreises, welche den Wellenlängen λ^I , λ^{II} , λ entsprechen, so ist $K' = \frac{1}{2} \frac{C^{II} - C^I}{C}$ (17).

in 74 angegebenen Verfahren ableiten. Man ist in diesem Falle auf die folgende Methode angewiesen¹³⁶⁾.

a. Die Grundlage der Methode bildet die in 61 b angegebene Tatsache, daß von den Schwingungen derselben Frequenz annähernd

$$\left. \begin{matrix} J_1^I \\ J_2^I \end{matrix} \right\} \text{ gleichphasig, } \left. \begin{matrix} J_1^{II} \\ J_2^{II} \end{matrix} \right\} \text{ um } 180^\circ \text{ in der Phase verschoben}$$

sind. Diese Tatsache macht es möglich, die Wirkung des einen Paares auf den Meßkreis nahezu zu eliminieren und nur das andere Paar auf denselben wirken zu lassen.

b. Die Anordnung ist schematisch in Fig. 177 abgebildet. Man denke sich in das Primär- und Sekundärsystem je einen kleinen Drahtkreis K_1 bzw. K_2 eingeschaltet, ebenso ähnliche zwei Kreise M_1 bzw. M_2 in den Meßkreis (III). K_1 induziere nur auf M_1 , K_2 nur auf M_2 .

Für die Phase der elektromotorischen Kräfte \mathcal{E} , welche durch die vier

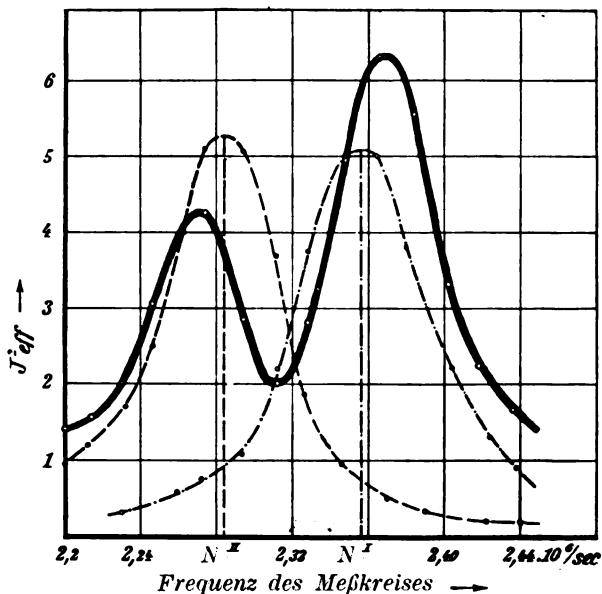


Fig. 176.

136)

Schwingungen im Meßkreis induziert werden, gilt dann Entsprechendes wie für die Ströme. Es sind annähernd

$\left. \begin{matrix} \mathcal{E}_1^I \\ \mathcal{E}_2^I \end{matrix} \right\}$ gleichphasig, $\left. \begin{matrix} \mathcal{E}_1^{II} \\ \mathcal{E}_2^{II} \end{matrix} \right\}$ um 180° in der Phase verschoben. Es sei angenommen, daß dies nicht nur annähernd, sondern streng gilt.

Die Amplituden dieser elektromotorischen Kräfte hängen, abgesehen von den Amplituden der Ströme J_1^I , J_2^I usw., ab von dem Abstand der Kreise K_1 , M_1 und K_2 , M_2 . Reguliert man diesen Abstand so, daß die Amplitude von \mathcal{E}_1^{II} und \mathcal{E}_2^{II} gleich wird, so heben \mathcal{E}_1^{II} und \mathcal{E}_2^{II} sich vollkommen auf.

Das Resultat ist dann: Die Schwingung II (Frequenz N^{II}) übt überhaupt keine Wirkung auf den Meßkreis aus. Für den Meßkreis liegen die Verhältnisse so, wie wenn nur eine einzige Schwingung mit der Frequenz N^{I} und dem Dekrement b^{I} vorhanden wäre. Nimmt man also die Resonanzkurve auf, so erhält man nur die Resonanzkurve dieser Schwingung und daraus in bekannter Weise die Frequenz N^{I} oder Wellenlänge λ^{I} und das Dekrement b^{I} .

Um umgekehrt die Wirkung der Schwingung I aufzuheben und ausschließlich Schwingung II zur Wirkung gelangen zu lassen, braucht man nur den Kreis M_1 (oder auch M_2) um 180° zu drehen und im übrigen, wie oben angegeben, zu verfahren; jetzt heben sich ξ_1^{I} und ξ_2^{I} auf und ξ_1^{II} und ξ_2^{II} verstärken sich.

c. Der Gang einer Messung ist also der folgende. Man nimmt zuerst eine Resonanzkurve auf, die im allgemeinen zwei Maxima besitzen wird. Nun variiert man den Abstand von M_1 und K_1 (oder

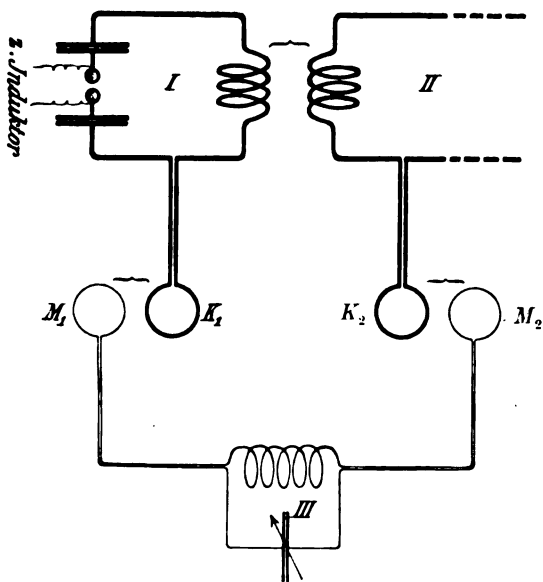


Fig. 177.

M_2 und K_2) so lange, bis in der Resonanzkurve nur ein Maximum übrig geblieben und jede Andeutung des zweiten verschwunden ist: die Resonanzkurve ist jetzt die Resonanzkurve der einen Schwingung. Dann dreht man M_1 um 180° . Von dem früheren Maximum wird höchstens noch eine Spur vorhanden sein; man bringt sie ganz zum Verschwinden durch Nachregulieren des Abstands von M_1 und K_1 (oder M_2 und K_2). Die Kurve ist dann die Resonanzkurve der zweiten Schwingung.

Auf diese Weise ist die gestrichelte und strichpunktiierte Kurve von Fig. 176 erhalten worden. Es sind die Resonanzkurven der beiden Schwingungen: sie geben die Frequenzen N^{I} und N^{II} , die Dekremente b^{I} und b^{II} und den Koppelungsgrad K' .

d. Bei der praktischen Ausführung können die Kreise K_1 und K_2 fehlen: man läßt Primär- und Sekundärsystem, so wie sie eben beschaffen sind, auf die Kreise M_1 und M_2 induzieren. Die Kreise M_1 und M_2 behält man aber am besten bei, da sie die Arbeit sehr erleichtern. Zu beachten ist ferner:

1. Durch die Änderungen in der Lage von M_1 (bzw. M_2) darf der Selbstinduktionskoeffizient des Meßkreises nicht geändert werden. Man erreicht dies, wenn man die Zuleitungen zu M_1 und M_2 vom übrigen Meßkreis aus einander naheliegenden Drähten herstellt.

2. Wesentlich ist bei genauen Messungen, daß bei der Aufnahme der Resonanzkurve einer Schwingung die Wirkung der anderen auf den Meßkreis möglichst vollkommen ausgeschaltet wird. Man erreicht dies auf folgende Weise. Es soll z. B. die Schwingung II eliminiert werden. Die Anwendung der oben angegebenen Methode habe einen gewissen vorläufigen Wert von N^{II} geliefert. Auf diesen stellt man die Frequenz des Meßkreises ein. Dann bringt man die Kreise M_1 und K_1 in eine Lage, daß sich die EMK \mathcal{E}_1^{II} und \mathcal{E}_2^{II} verstärken und daß der Stromeffect im Meßkreis möglichst groß wird. Nun erst dreht man M_1 um 180° : die Wirkung der Schwingung II ist dann viel vollständiger eliminiert, als es vorher der Fall war*).

e. Die Genauigkeit der Methode ist eine sehr gute, wenn es sich um die Bestimmung der Frequenz und damit des Koppelungsgrads handelt. Dadurch aber, daß die in **b** gemachte Annahme nicht streng, sondern nur annähernd gilt, werden die Dekremente δ^I und δ^{II} , welche die Methode liefert, mit Fehlern behaftet, deren Betrag nicht unbedeutend sein kann und in jedem Falle kaum anzugeben ist (B. Mack ü¹³⁸).

88. Feste Koppelung abgestimmter Systeme. Stromeffect in einem dritten System⁹⁰).

Ein mit einem Primärsystem fest gekoppeltes und auf ihn abgestimmtes Sekundärsystem möge in extrem loser Koppelung auf ein drittes System (Meßkreis) induzieren. Dann interessieren zwei Fragen:

1. Wie hängt der gesamte Stromeffect im dritten System ab von der Frequenz dieses Systems?

2. Wenn das dritte System auf eine der Schwingungen des Sekundärsystems abgestimmt ist, wie hängt der Stromeffect in diesem

*) Der Grund, weshalb eine solche Vorsichtsmaßregel nötig ist, hängt damit zusammen, daß der Ausschlag der Meßinstrumente, die für diesen Zweck verwendet werden können, durch den Mittelwert des Quadrats der Stromstärke bedingt ist. Auch dann, wenn die Wirkung der Schwingung II nicht genügt, um an den unteren Teilen der Resonanzkurve von Schwingung I die Andeutung eines zweiten Maximums hervorzurufen, kann sie den Verlauf der Resonanzkurve in ihrem oberen Teil stark beeinflussen.

dritten System ab von der Koppelung zwischen Primär- und Sekundär-system?

a. Die erste Frage läßt sich unmittelbar an der Hand des in 87 Besprochenen beantworten. Die stark ausgezogene Kurve von Fig. 176 stellt ja die Abhängigkeit des Stromeffekts im dritten System von der Frequenz dieses Systems dar. Ein Vergleich mit der gestrichelten und strichpunktiierten Kurve (Resonanzkurve der einzelnen Schwingungen) zeigt, daß das Maximum des Stromeffekts im dritten System nicht dann eintritt, wenn es dieselbe Frequenz hat wie eine der Schwingungen im Sekundärssystem.

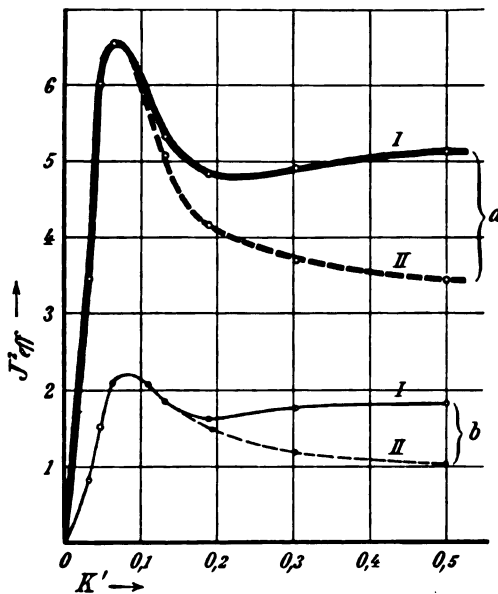


Fig. 178.

136)

Das Maximum ist für die langsamere Schwingung bei etwas niedrigerer, für die schnellere Schwingung bei etwas höherer Frequenz vorhanden.

Die Kurven von Fig. 176 entsprechen einer ziemlich losen Koppelung ($K' = 0,028$). Je fester die Koppelung ist, um so mehr fallen die Maxima des Stromeffekts im dritten System auf die Frequenzen N^I und N^{II} der Schwingungen im Sekundärssystem.

b. In den Fig. 178, 179 und 180*) sind einige Kurven angegeben, welche den Stromeffekt im dritten System in seiner Abhängigkeit von der Koppelung darstellen, einmal, wenn das dritte System auf die schnellere Schwingung (I), und dann, wenn es auf die langsamere Schwingung (II) abgestimmt ist. Die Kurven zeigen:

*) s. Fußnote auf folgender Seite.

1. In allen Fällen ist bei beiden Schwingungen ein ausgesprochenes Maximum des Stromeffekts vorhanden, das bei einer relativ sehr losen Koppelung liegt. Das Maximum ist unter sonst gleichen Umständen um so ausgesprochener, je geringer die Dämpfung des zweiten und dritten Systems ist.

2. Bis zu diesem Maximum ist ein Unterschied zwischen der schnelleren Schwingung (I) und der langsameren (II) nicht zu bemerken.

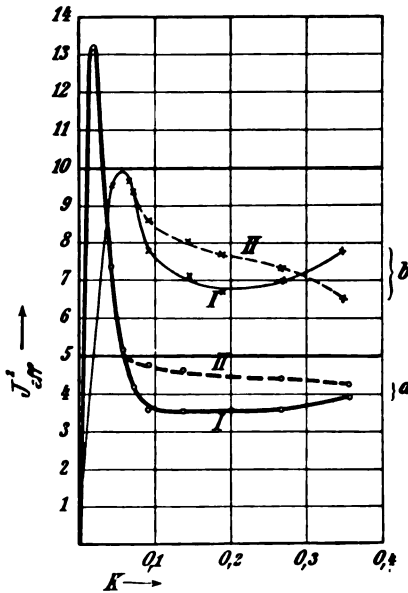


Fig. 179.

135)

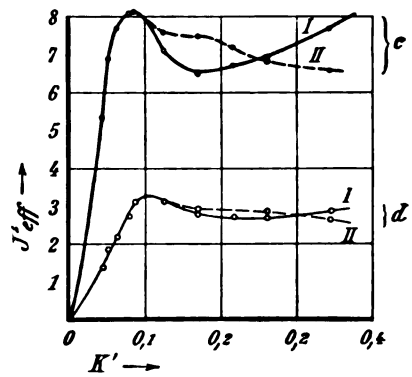


Fig. 180.

1:3)

Steigert man aber die Koppelung über dieses Maximum hinaus, so kann unter Umständen die Schwingung mit der höheren Frequenz (I) einen

- *) Fig. 178: $C_1 = C_2 = 0,85 \cdot 10^{-3}$ MF. $L_1 = L_2 = 22\,000$ cm; $b_1 = 0,11$
 a) $b_2 = 0,14$ b) $b_2 = 0,20$
 $b_3 = 0,10$ $b_3 = 0,20$.

Fig. 179 u. 180:

- $C_1 = 5,29 \cdot 10^{-3}$ MF. $L_1 = 6\,230$ cm } $b_1 = 0,15$.
 $C_2 = 0,45 \cdot 10^{-3}$ „ $L_2 = 73\,000$ „ }
 Fig. 179 a: $b_2 = 0,034$ Fig. 179 b: $b_2 = 0,10$
 $b_3 = 0,031$ $b_3 = 0,10$
 Fig. 180 c: $b_2 = 0,21$ Fig. 180 d: $b_2 = 0,37$
 $b_3 = 0,20$ $b_3 = 0,31$.

Fig. 181: wie bei den entsprechend bezeichneten Kurven von Fig. 179 bzw. 180.

Funkenlänge im Primärsystem ca. 6 mm.

erheblich größeren Stromeffekt liefern als die Schwingung mit der niedrigeren Frequenz.

Die Kurven Fig. 178, 179 und 180 beziehen sich auf den Fall, daß das Primärsystem eine Funkenstrecke enthält. Das zweite Resultat gilt auch nur für diesen Fall. Wenn das Primärsystem ohne Funkenstrecke ist, so folgt aus der Theorie⁹⁰⁾, daß der Stromeffekt der beiden Schwingungen derselbe sein muß.

c. Es ist für manche Fragen von Interesse, den Stromeffekt in einem dritten System, das auf eine der Koppelschwingungen ab-

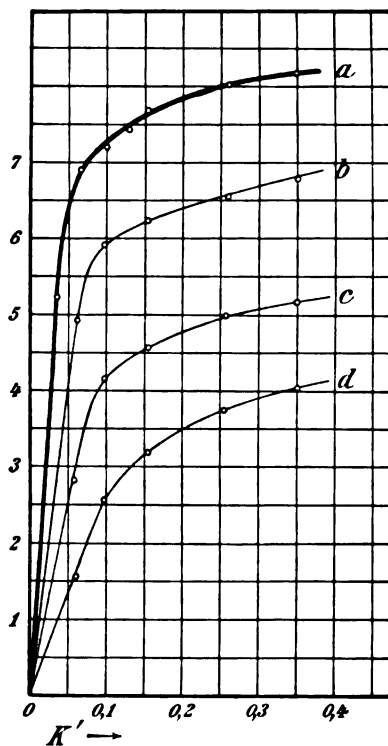


Fig. 181.

135)

gestimmt ist, zu vergleichen mit dem Gesamtstromeffekt im Sekundärsystem. Wie dieser vom Koppelungsgrad abhängt, ist für dieselben Systeme, auf welche sich die Fig. 179 und 180 bezogen, in Fig. 181 dargestellt. Der Stromeffekt steigt mit Vergrößerung des Koppelungsgrads anfangs sehr rasch, von einem gewissen Koppelungsgrad an sehr langsam an.

Die Verhältnisse liegen aber wesentlich anders, wenn man im Primärsystem sehr kurze Funken (unterhalb 1 mm) benutzt. Dann kann man

für den Stromeffekt im Sekundärsystem mit zunehmendem Koppelungsgrad abwechselnd Maxima und Minima bekommen, und zwar entstehen, wie eine nähere Untersuchung gezeigt hat, die Maxima dadurch, daß besonders reine, die Minima dadurch, daß besonders schlechte Löschwirkung im Primärsystem eintritt (H. R i e g g e r⁷).

Bei Löschfunken im Primärkreis und reiner Löschwirkung kann unter Umständen der Stromeffekt im Sekundärsystem größer sein, wenn der primäre Löschfunkenkreis gegen das Sekundärsystem etwas verstimmt ist¹³⁹). Doch trifft dies keineswegs allgemein zu. In vielen Anordnungen läßt sich durch Verstimmung der beiden Kreise der Stromeffekt im Sekundärsystem nicht über den Wert bei genauer Abstimmung steigern.

89. Koppelung verstimmter Systeme. Stromeffekt in einem dritten System (M. W i e n⁹⁰, ⁹²).

Wenn das Primär- und Sekundärsystem vor der Koppelung nicht genau dieselbe Frequenz hatten, sondern etwas gegeneinander verstimmt waren, so ändern sich die Verhältnisse etwas.

a. Die Theorie gibt für Systeme ohne Funkenstrecke das folgende Resultat. Sind die Dekremente b_1 und b_2 von Primär- und Sekundärsystem vor der Koppelung verschieden, so kann man durch Verstimmung der beiden Systeme bei einer von beiden Schwingungen einen Stromeffekt erzielen, der höher ist, als wenn Primär- und Sekundärsystem aufeinander abgestimmt sind.

1. Ist $b_1 < b_2$, so erhält man eine Verstärkung des Stromeffekts für die Schwingung mit der höheren Frequenz (I), wenn das Primärsystem eine höhere Frequenz besitzt als das Sekundärsystem. Im entgegengesetzten Fall ist es der Stromeffekt der langsameren Schwingung (II), der verstärkt wird.

2. Ist $b_1 > b_2$, so gilt, was eben für die schnellere Schwingung (I) gesagt war, für die langsamere und umgekehrt.

Die Verstärkung des Stromeffekts wird bei einer gewissen Verstimmung ein Maximum. Diese Verstimmung muß unter sonst gleichen Umständen umso größer sein, je größer die Differenz zwischen den Dekrementen b_1 und b_2 und je fester die Koppelung ist. Mehr als 20 % Verstärkung scheint man im allgemeinen nicht erzielen zu können.

b. Bei einem Primärsystem mit Funkenstrecke bleiben die Verhältnisse, soweit die bisherigen Versuche ein Urteil darüber zulassen, qualitativ ebenso. Nur ist die Verstärkung im allgemeinen überhaupt etwas geringer als bei einem Primärsystem ohne Funkenstrecke und unter Umständen erscheint die schnellere Schwingung (I) bevorzugt.

90. Untersuchung der Löschwirkung von Funkenstrecken.

Die im § 1 angegebenen Resonanzkurven des Stromeffekts sind besonders geeignet, um Löschfunkenkreise auf ihre Wirkung zu untersuchen. Zu dem Zweck läßt man das mit Löschfunkenkreis gekoppelte Sekundärsystem in extrem loser Koppelung auf einen Meßkreis indu-

zieren (Fig. 152 S 144) und nimmt die Resonanzkurve des Stromeffekts auf.

a. Hat diese die Gestalt der Kurve a von Fig. 182, so sind nur Koppelungsschwingungen, dagegen keine Löschwirkung vorhanden. Ist die Resonanzkurve von der Gestalt der Kurve b in Fig. 182, so hat man es mit reiner Löschwirkung zu tun: man erhält nur die Eigenschwingungen des Sekundärsystems. Eine Resonanzkurve von dem Charakter der Kurve c in Fig. 182 zeigt, daß neben den Eigenschwingungen des Sekundärsystems auch noch die Koppelungsschwingungen hervortreten.

Das letztere kann in dreierlei seinen Grund haben. Entweder es treten bei einer Entladung die Koppelungsschwingungen, bei einer anderen Löschwirkung auf. Oder die Schwingungen des Sekundärsystems sind immer von derselben Art,

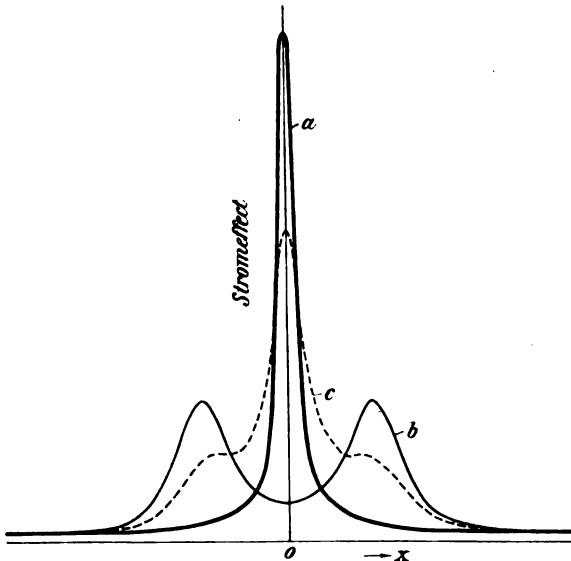


Fig. 182.

aber die Löschwirkung ist unrein: die Schwingungen des Primärsystems erlöschen nicht schon nach einer halben Schwebung, sondern erst später [64 a]. Man kann zwischen beiden Fällen dadurch entscheiden, daß man das Sekundärsystem in extrem loser Koppelung auf einen Resonanzkreis induzieren läßt, der auf die Eigenschwingungen des Sekundärsystems abgestimmt ist. Parallel zu dessen Kondensator legt man eine kleine Funkenstrecke und reguliert diese so ein, daß sie eben gut anspricht. Diese Funkenstrecke stellt man unmittelbar neben die Funkenstrecke des Löschkreises und beobachtet beide im rotierenden Spiegel. Sieht man die Löschfunkenstrecke in dem Spiegel bald allein, bald mit dem zweiten Funken zusammen, so liegt der erste Fall vor (H. Riegg er¹⁴⁰).

Die dritte Möglichkeit ist endlich die, daß eine reine Löschwirkung vorliegt, die Koppelung aber sehr lose ist. Dann ist die Dauer einer halben Schwebung und damit auch die Zeit, während welcher zwei Koppelungsschwingungen vorhanden sind [vgl. S. 146 Fußnote *]), so groß, daß dieselben auch in der Resonanzkurve zum Ausdruck kommen.

b. Es geht aus 64 unmittelbar hervor, daß durch Aufnahmen der in **a** angegebenen Art die praktisch wichtige Frage nach dem kritischen Koppelungsgrad und damit auch die Frage, welche von zwei Funkenstrecken eine bessere Löschwirkung ergibt, unmittelbar zu lösen ist. Man macht die Koppelung immer fester. Der kritische und damit auch der günstigste Koppelungsgrad ist derjenige, bei dem eben noch keine Koppelungsschwingungen in der Resonanzkurve vorhanden sind. Ist er überschritten, so treten sofort in der Resonanzkurve Andeutungen der Koppelungsschwingungen auf.

Daß man unter Umständen mehrere kritische Koppelungsgrade erhalten kann, bei denen reine Löschwirkung auftritt, ist in 64 **b** angegeben worden. Dann ist ein Vergleich mehrerer Funkenstrecken auf ihre Löschwirkung sehr schwer möglich.

c. Auch die Frage, ob irgend eine Maßnahme (z. B. Luftgebläse, magnetisches Gebläse, Ersetzung von Luft durch Wasserstoff) die Löschwirkung einer Funkenstrecke zu steigern imstande ist, läßt sich mit Hilfe der Resonanzkurve sehr einfach prüfen¹⁴¹). Man stellt absichtlich den Fall unreiner Löschwirkung her, bei dem in der Resonanzkurve neben der Eigenschwingung des Sekundärsystems noch die Koppelungsschwingungen sichtbar sind (Kurve c von Fig. 182). Verschwinden diese Koppelungsschwingungen durch die betreffende Maßnahme aus der Resonanzkurve, so ist es ein Beweis, daß durch dieselbe die Löschwirkung verbessert wurde.

Kapitel VI.

Die Antenne.

91. Allgemeines.

Wie bei der gewöhnlichen Telegraphie gehören zu einer Anlage für drahtlose Telegraphie zwei Stationen: die „*Sendestation*“ und die „*Empfangsstation*“. Die Gesamtheit der Apparate, welche zum Absenden der Telegramme gebraucht werden, bezeichnet man als „*Sender*“, das Entsprechende bei der Empfangsstation als „*Empfänger*“.

Jede Station besitzt einen offenen Oszillator, die „*Antenne*“, deren in die Luft hochgeführter Teil als „*Luftleiter*“ bezeichnet wird. In dieser werden beim Sender elektromagnetische Schwingungen erzeugt und dadurch elektromagnetische Wellen ausgesandt. Diese pflanzen sich nach allen Richtungen und damit auch zur Empfangsstation fort und erregen in der Antenne dieser Station Schwingungen, die den dort befindlichen Empfangsapparat zum Ansprechen bringen.

Soll ein Punkt des Morsealphabets telegraphiert werden, so werden die elektromagnetischen Wellen nur ganz kurz, soll ein Strich übermittelt werden, so werden die Wellen längere Zeit ausgesandt.

§ 1. Die verschiedenen Antennenarten.

92. Die Form der Luftleiter.

a. Die einfachste Form der Antenne besteht aus einem vertikalen Draht, der isoliert aufgehängt ist: *Einfachantenne*. Sie ist nichts anderes als ein gerader linearer Oszillator.

Im Gebrauch sind diese Einfachantennen wohl nur noch bei fahrbaren Stationen, wenn Luftballons oder Drachen zum Tragen des Drahtes benutzt werden und die Verwendung sehr großer Drahtlängen gestatten, ferner bei Stationen auf Luftschiffen [96] und Flugzeugen.

Als Kuriosum sei erwähnt, daß als Einfachantennen Wasserstrahlen, die durch eine Pumpe in die Höhe gespritzt werden, mit Erfolg versucht worden

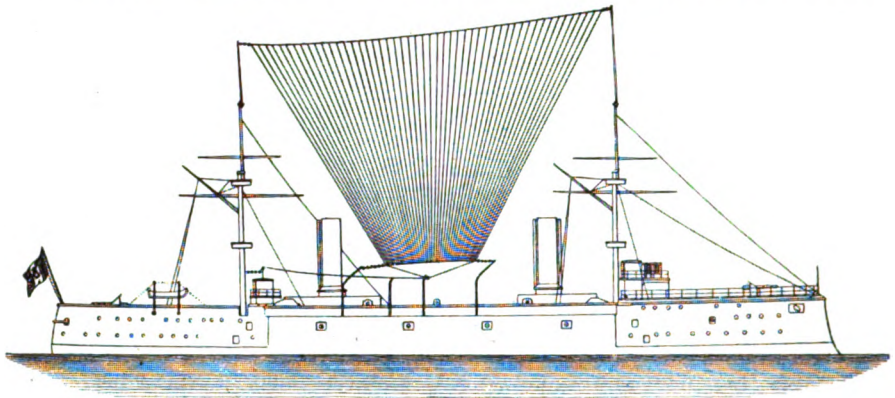


Fig. 183.

sind (R. A. Fessenden¹⁴²). Wenn sie auch wegen ihres hohen Ohm'schen Widerstandes Antennen aus Drähten in der Wirkung erheblich nachstehen*), so

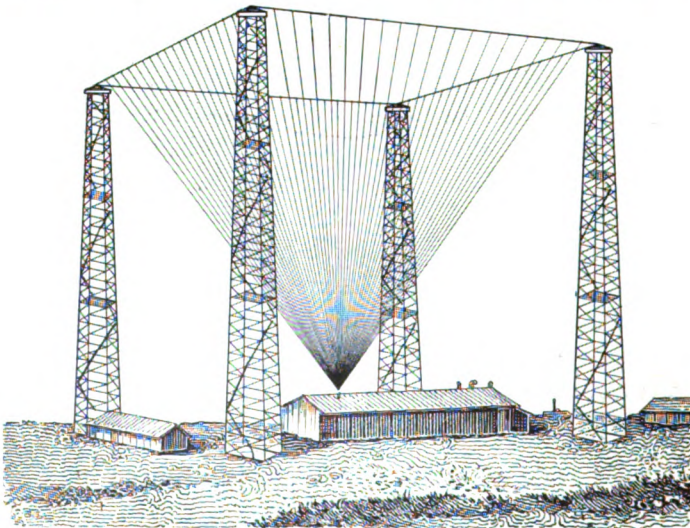


Fig. 184.

können sie in außergewöhnlichen Fällen (z. B. in einem Fort oder Kriegsschiff während eines feindlichen Feuers, das die normalen Antennen schon zerstört hat) als Notsender doch von Nutzen sein.

b. Die Verwendung einer großen Anzahl von nahezu vertikalen Drähten führt zur „Mehrfachantenne“, die in der Form der „Harfen-

*) Eine Anordnung, die mit 40 m hoher Drahtantenne 480 km Entfernung gab, lieferte mit einer ungefähr ebenso hohen Wasserstrahlantenne 160 km.

bzw. *Kegelantenne*“ in den Fig. 183*) bzw. 184**) abgebildet ist. Einen Querschnitt der „*Doppelkegelantenne*“ zeigt Fig. 185.

c. Sehr viel gebraucht werden jetzt Antennen mit sehr großer Kapazität am oberen Ende, sogenannte „*Antennen mit verstärkter End-*

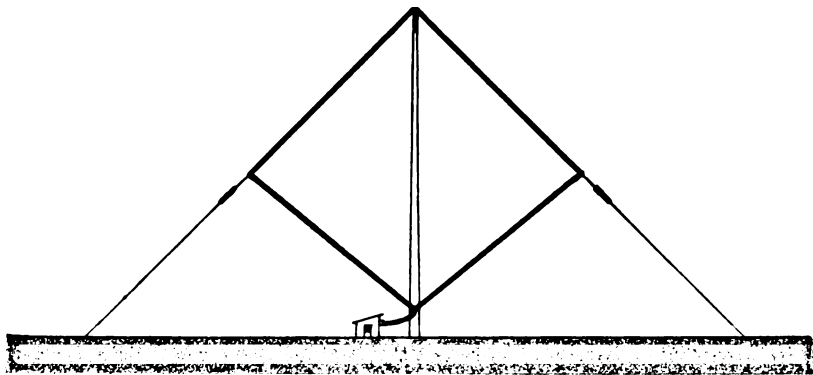


Fig. 185.

kapazität“¹⁴³), besonders die sogenannte „*Schirmantenne*“^{***}). Sie besteht in der einfachsten Form aus einem vertikalen Draht oder Drahtbündel, von dessen oberem Ende schräg nach unten strahlenförmig Drähte gezogen sind, die bis in die Nähe des Erdbodens gehen können.

Die Form, welche die Ges. f. drahtl. Tel.¹⁴⁴) nach dem Umbau von 1910 dieser Antenne für die Station Nauen gegeben hat, ist in Fig. 186 schematisch

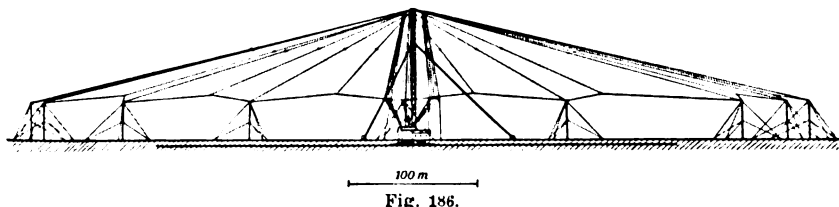


Fig. 186.

abgebildet. Ein 100 m hoher Turm, der unten in einer sorgfältig vom Boden isolierten Kugel endigt, dient einerseits zum Tragen der ganzen Antenne, andererseits zusammen mit einem Bündel Drahtlitzen, mit denen er in leitender Verbindung steht, als vertikale Strombahn.

*) Kriegsschiff „Carlo Alberto“ der italienischen Marine, mit dem Marconi im Jahre 1902 Versuche auf große Entfernung machte (aus Zammarchi¹) S. 117). — Eine von dem Turm nach unten abgespannte Harfenantenne besitzt die Großstation des Eiffelturms. Sie kann natürlich auch als Sektor einer Schirmantenne aufgefaßt werden.

**) Frühere Poldhu-Station Marconis für sehr große Entfernung. Sie war lange Zeit im Betrieb, um Schiffe auf dem Wege zwischen Europa und Nordamerika mit drahtlosen Telegrammen zu versehen (nach Zammarchi¹) S. 105.)

***) Wohl zuerst von O. Lodge und A. Muirhead verwendet¹⁴⁵).

Im Jahre 1911 ist der Turm dieser Antenne auf 200 m erhöht (Fig. 187) und der Antenne die in Fig. 188 schematisch dargestellte Form gegeben worden. Dieser Turm ist aber im April 1912 bei einem Sturm umgestürzt.

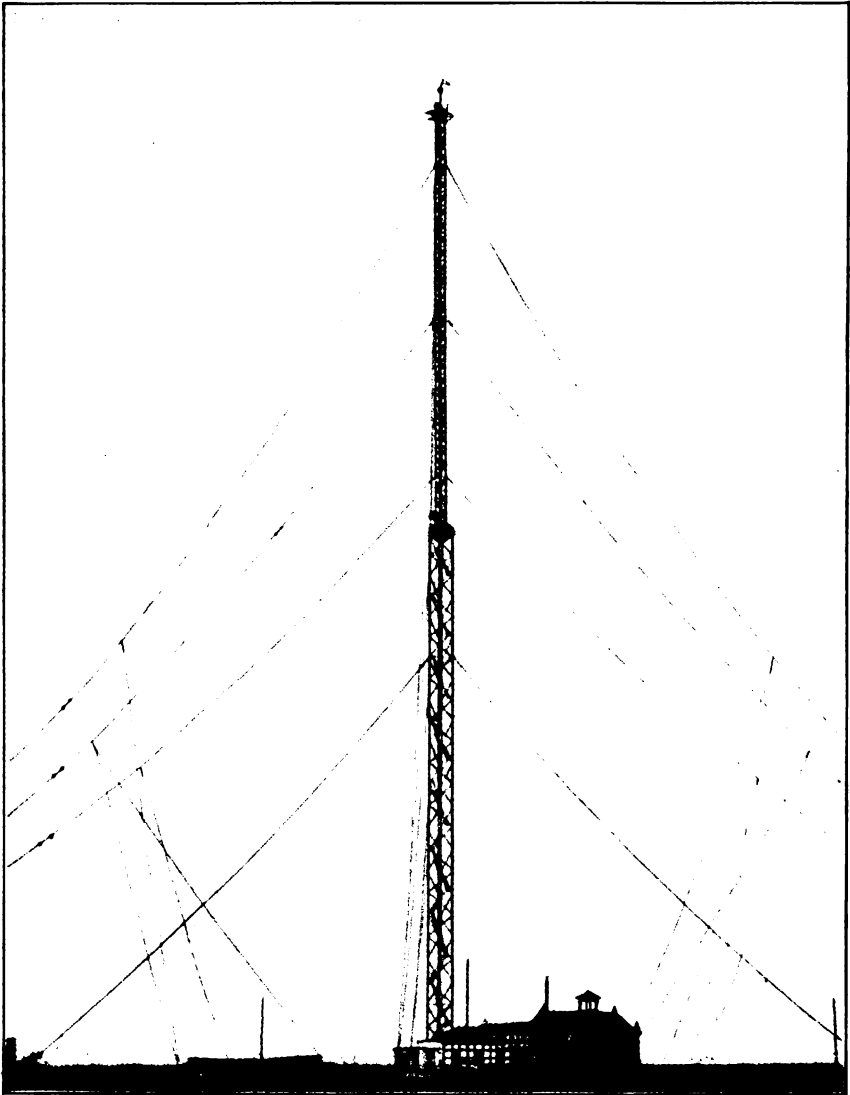
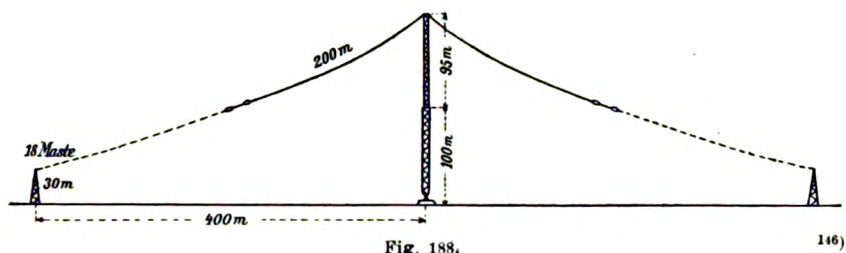


Fig. 187.

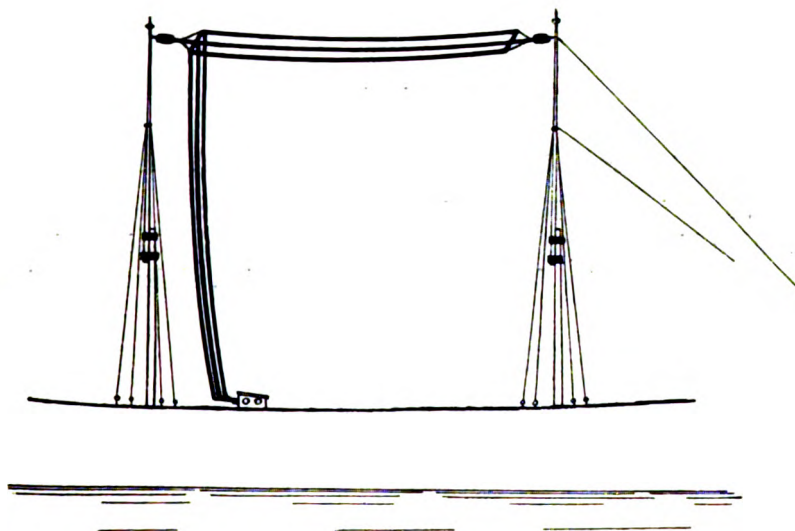
146)

Ähnlich konstruiert ist die Antenne der Großstation der Nat. el. Sign. Co. in Brant Rock¹⁴⁷⁾ (Höhe 130 m), deren Schirm im wesentlichen aus acht käfigförmigen Gebilden von 91 m Länge und 1,2 m Durchmesser gebildet wird, ebenso diejenige der Großstation in Eberswalde (C. Lorenz).

Auch für fahrbare Stationen werden Schirmantennen vielfach benutzt. Für die Masten derselben sind eine große Zahl sinnreicher Konstruktionen angegeben worden¹⁴⁸⁾, die bei geringem Gewicht und leichter Transportfähigkeit eine Errichtung der Masten und einen Abbau derselben in wenigen Minuten gestatten.



d. Als Antennen mit verstärkter Endkapazität müssen bis zu einem gewissen Grade auch solche Antennen betrachtet werden, die aus vertikalen und dann oben weiter geführten horizontalen parallelen



Drähten bestehen (Fig. 189: sogenannte F-Antenne und Fig. 190: sogenannte T-Antenne). Sie eignen sich besonders als „Schiffsantennen“, da hier der horizontale Teil zwischen den Masten ausgespannt werden kann. Bei Kriegsschiffen wird jetzt vielfach die in Fig. 190 a schematisch dargestellte Form benützt.

Außer den angegebenen Formen sind noch eine Reihe anderer vorgeschlagen und auch gebraucht worden, die als Verbindung von zwei der besprochenen Typen aufgefaßt werden können.

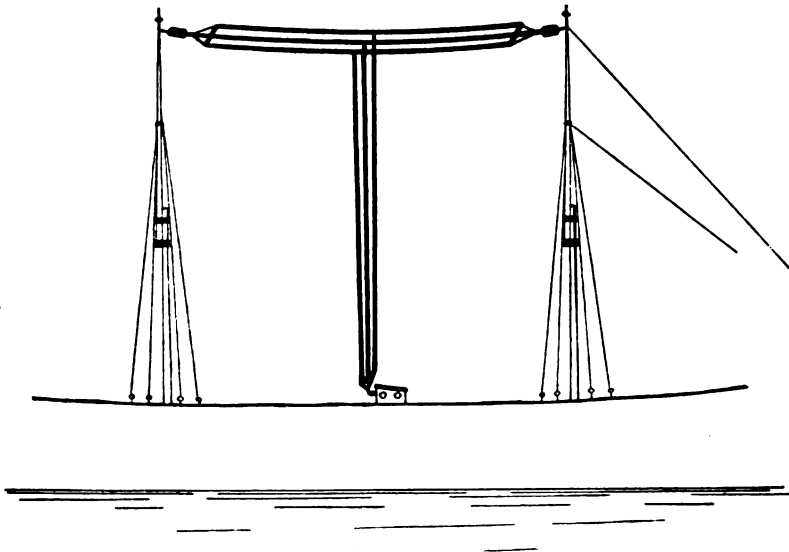


Fig. 190.

93. Verhältnis der verschiedenen Luftleiterformen.

a. Daß in allen Fällen bei den besprochenen zusammengesetzten Antennen die wirksame Kapazität größer ist als bei einer Einfachantenne derselben Höhe, ist ohne weiteres verständlich. Sie ist um so größer,

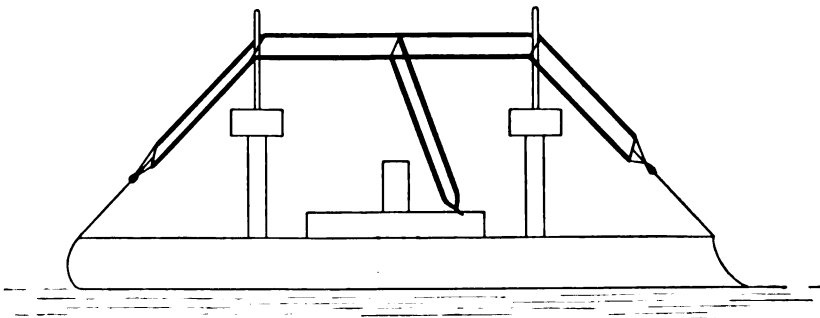


Fig. 190 a.

1. je größer in der Nähe des Spannungsbauchs der Abstand der Drähte voneinander,

2. je kleiner dort der Abstand der Drähte von der Erde ist.

Aus beiden Gründen zeichnet sich die Schirmantenne vor allen anderen Antennen durch sehr große Kapazität aus*).

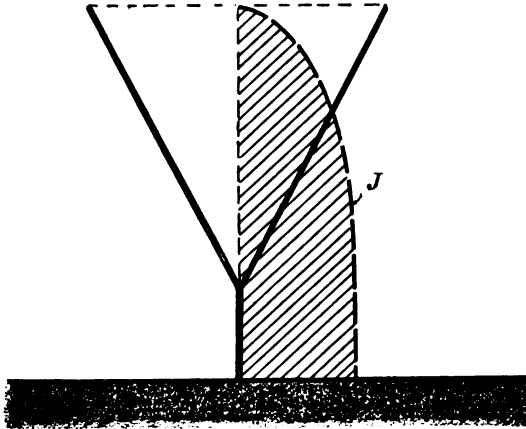


Fig. 191.

b. Die Frequenz der Grundschiwingung ist bei den oben besprochenen Antennenformen infolge der größeren wirksamen Kapazität viel kleiner, die Wellenlänge also viel größer als bei einer Einfachantenne derselben Höhe.

c. Bezüglich der Stromverteilung sind die Verhältnisse meist so, daß am Fuß der Antenne ein Strombauch sich befindet. Dann würde bei einer Einfachantenne die Stromverteilung die in Fig. 44 S. 52

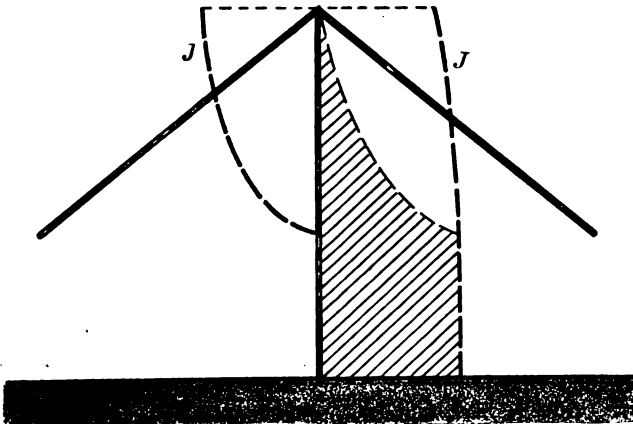


Fig. 192.

*) Die Antenne der Station Nau en Fig. 186 besaß z. B. eine wirksame Kapazität von ungefähr 0,018 MF.

eingezeichnete sein, wenn die Antenne in ihrer Eigenschwingung schwingt: an der Spitze befindet sich ein Stromknoten, die Kurve der Stromverteilung ist eine Sinuskurve. Wird die Wellenlänge der Schwingung durch Spulen, die in der Nähe des Fußpunktes eingeschaltet sind, erheblich vergrößert, so ist von der Sinuskurve nur ihr oberer, nahezu geradliniger Teil auf dem Luftleiter vorhanden [31 a]. Bei Kegel- und Harfensendern ist die Kurve der Stromverteilung keine Sinuskurve, sondern besitzt ungefähr die Gestalt der in Fig. 191 stark gestrichelten Kurve.

Bei den Schirmantennen ist das Charakteristische, daß der Strom in den absteigenden Drähten nach unten fließt, wenn er in den vertikalen Drähten nach oben strömt. Im übrigen ist die Kurve der Stromverteilung in dem vertikalen Teil ungefähr von der Form der in Fig. 192 stark gestrichelten Kurve rechts, in den absteigenden Drähten von der Form der stark gestrichelten Kurve links*), und zwar annähernd unabhängig davon, ob die Schwingungen der Antenne ihre Eigenschwingungen sind oder ob ihre Wellenlänge durch Spulen vergrößert wurde.

d. Bei einem Vergleich der verschiedenen Antennen bezüglich der Fernwirkung kommt es bei vorgegebener Höhe an [25]:

1. auf die Frequenz (Wellenlänge) der Schwingung;
2. auf die Stromamplitude im Strombauch**);
3. auf die Stromverteilung und damit den Formfaktor.

Geringere Frequenz (größere Wellenlänge) wirkt bezüglich der Strahlung ungünstig, bezüglich der Fortpflanzung der Wellen [139 f] günstig.

Vorteilhaft ist der Einfluß einer großen wirksamen Kapazität durch die größere Stromamplitude im Strombauch**) und die für die Fernwirkung günstigere Stromverteilung. Vereinzelt steht hier allerdings die Schirmantenne: die Fläche, welche für die Fernwirkung maßgebend ist (in Fig. 192 schraffiert), fällt hier verhältnismäßig klein aus, da die Ströme in den absteigenden Drähten dem Strom im vertikalen Teil entgegenwirken.

§ 2. Die Erdung.

94. Erdverbindung und Gegengewicht. Einfluß auf die Stromverteilung.

Würde man eine Antenne, z. B. Einfachantenne, unten freidenig lassen, so würde sich am unteren Ende ein Stromknoten befinden. Es würde dann zum mindesten mit Schwierigkeiten verknüpft sein, durch Ladung oder auch durch Koppelung mit einem

*) Letztere konstruiert in der 25 d angegebenen Art.

**) Bei vorgegebener Spannungsamplitude bzw. derselben Koppelung mit demselben Primärsystem.

Primärkreis kräftige Schwingungen auf der Antenne zu erregen*). Außerdem würden die Bedingungen auch sonst wenig günstig werden. Um das zu vermeiden, sind folgende zwei Verfahren im Gebrauch:

1. die Erdverbindung

2. das „Gegengewicht“, d. h. man schließt an das untere Ende ein Drahtnetz an, das isoliert von der Erde parallel zu derselben ausgespannt ist¹⁴⁹⁾.

a. Als Resultat der Erdverbindung wurde in 33 angegeben, daß durch sie an den Fuß der Antenne ein Strombauch verlegt wird, wenn die Erde ein „sehr gutes“ Leitvermögen hat. Es trifft dies bei den Wellenlängen der drahtlosen Telegraphie sehr annähernd zu, wenn die unmittelbare und weitere Umgebung des Fußpunkts der Antenne durch Seewasser oder sehr feuchten Boden gebildet wird. Es ist aber durchaus nicht richtig, wenn die Station auf sehr trockenem, z. B. sandigem Boden oder schlecht leitendem Gestein steht**) und Grundwasser nicht oder nur in großer Tiefe vorhanden ist. In diesem Falle wird der Strombauch bei den Eigenschwingungen der Antenne um so höher über dem Fußpunkt liegen, je schlechter das Leitvermögen des Bodens ist.

b. Die Wirkung des Gegengewichts auf die Stromverteilung in der Antenne ist von derjenigen der Erdverbindung nicht wesentlich verschieden, gleichgültig, wie der Boden beschaffen ist. Man hat drei Fälle zu unterscheiden:

1. der Boden ist sehr gut leitend;

2. die Oberfläche des Bodens ist sehr schlecht leitend, aber in geringer Tiefe darunter ist ein gut leitender Grundwasserspiegel vorhanden;

3. der Boden ist sehr schlecht leitend, Grundwasser nicht oder nur in sehr großer Tiefe vorhanden.

Man ist zu der Anschauung berechtigt, daß im ersten Fall das Gegengewicht zusammen mit dem gegenüberliegenden Teil der Erdoberfläche, im zweiten Fall das Gegengewicht zusammen mit dem gegenüberliegenden Teil des Grundwasserspiegels einen Kondensator von ziemlich beträchtlicher Kapazität bildet. Man kann also die Sache so ansehen, daß in die geerdete Antenne ein Kondensator von ziemlich großer Kapazität eingeschaltet ist. Durch das Einschalten eines solchen Kondensators wird aber die Stromverteilung entweder nicht geändert oder der Strombauch etwas höher gelegt [30].

*) Man müßte die Funkenstrecke [102 a] bzw. den Primärkreis [53 b] in ziemlicher Höhe über dem Erdboden anbringen.

**) Man braucht nur daran zu denken, daß in der Starkstromtechnik bis zu mehreren 100 Volt Spannung Marmor und Schiefer als gutes Isolationsmaterial gebraucht wird.

Der dritte Fall ist identisch mit dem in 29 besprochenen: an das Ende der Antenne wird ein isolierter Leiter von großer Kapazität angeschlossen.

c. Die technische Ausführung der Erdverbindung ist besonders einfach bei Schiffen, die fast ausschließlich aus Metall hergestellt sind. In den meisten Fällen genügt hier Anschluß an irgend einen Teil des Schiffskörpers. Bei Landstationen sind zwei Anordnungen üblich:

1. es wird eine Metallplatte oder -zylinder (z. B. von einem oder einigen wenigen Quadratmetern Fläche) in die Erde oder in das Grundwasser eingesenkt;

2. es wird ein sehr großes kreisförmiges oder quadratisches Drahtnetz auf oder in die Erde gelegt*).

Als Gegengewicht benutzt man bei festen, zum Teil auch bei beweglichen Stationen quadratische oder kreisförmige Drahtnetze oder strahlenförmig ausgehende Drähte, die auf Pfählen etwa $\frac{1}{2}$ —1 m über dem Boden isoliert befestigt sind. Bei tragbaren Stationen besteht zum Teil das Gegengewicht aus einem langen rechteckigen Streifen von Drahtnetz, das zusammengerollt mitgeführt und beim Gebrauch abgerollt und auf Pfählen befestigt wird.

95. Energieverbrauch durch die Erdströme¹⁵⁰⁾.

Das elektrische Feld in der Umgebung der Antenne verläuft nicht nur in der Luft, sondern zum Teil auch in der Erde. Infolge davon müssen dort Ströme entstehen, welche Energie verbrauchen. Allgemeine Angaben über die Größe dieses Energieverbrauchs zu machen, ist nicht möglich, weil dabei die Form der Antenne, die Frequenz der Schwingung und Beschaffenheit des Bodens eine ausschlaggebende Rolle spielen. Die Gesichtspunkte, die für die Beurteilung der Verhältnisse in erster Linie in Betracht kommen, sind wohl die folgenden.

a. In den Fig. 193—199**) sind eine Reihe von Fällen schematisch dargestellt unter der Annahme, daß am Fußpunkt der Antenne ein Strombauch vorhanden ist. Vergleicht man die Fälle, in denen ein Netz als Erdleitung oder als Gegengewicht verwendet wird, Fig. 195

*) Bei der Station Nauen besaß früher das kreisförmige Drahtnetz einen Durchmesser von 400 m; es war 0,25 m tief in die Erde eingepflügt.

**) Diese Figuren sind nicht auf Grund von genauen Rechnungen, sondern von allgemeinen Überlegungen gezeichnet worden und können deshalb keinen Anspruch auf vollkommene Richtigkeit machen. — Für einige Fälle sind von H. True¹⁵⁰⁾ Versuche über den Verlauf der Stromlinien im Erdboden gemacht worden. Bei sehr schlecht leitendem Boden können die elektrischen Induktionslinien unmittelbar oberhalb der Erdoberfläche schief zu derselben verlaufen [139 a].

und 197 einerseits, Fig. 196 und 198 anderseits, so sieht man, daß es für den Verlauf der Stromlinien keinen qualitativen Unterschied ausmacht, ob man das Netz als Erdleitung oder als Gegengewicht benutzt*).

Beide Fälle stehen aber in ausgesprochenem Gegensatz zu dem Fall der Erdung durch eine Metallplatte (Fig. 193 und 194). Hier verlaufen alle elektrischen Induktionslinien von der Antenne zur Erde und geben also sämtlich Anlaß zu Stromlinien im Erdboden. Bei den Netzen dagegen verläuft ein großer Teil der Induktionslinien zwischen Antenne und Netz ganz oder fast ausschließlich in Luft ohne jeden Energieverbrauch**). Nur derjenige Teil der Induktionslinien, der außerhalb des Netzes die Erde trifft, ruft Stromlinien im Boden hervor. In dieser Beziehung sind die Netze bei weitem günstiger als eine Erdleitung durch eine verhältnismäßig kleine Metallplatte, und zwar um so mehr, je größer die Ausdehnung des Netzes ist.

Ganz besonders günstig liegen die Verhältnisse in dieser Hinsicht bei den Schirmantennen (Fig. 199). Wenn man hier das Netz so groß macht, daß es über die Endpunkte der absteigenden

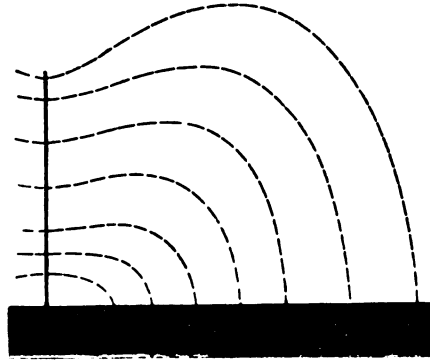


Fig. 193.

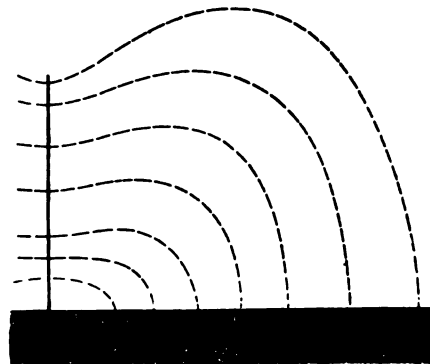


Fig. 194.

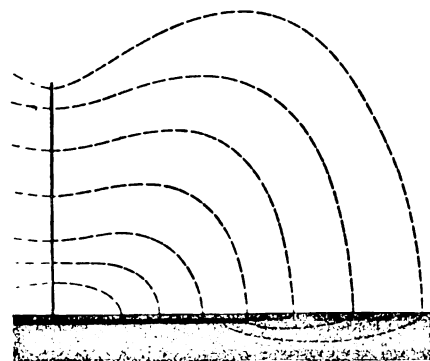


Fig. 195.

*) Quantitative Unterschiede sind aber vorhanden.

**) Wenn von den Strömen im Netz und bei geerdetem Netz (Fig. 195) von den Strömen zwischen Netz und Erdoberfläche und der dadurch entwickelten Wärme abgesehen wird.

Drähte noch ziemlich weit hinausragt, so werden fast alle Induktionslinien zwischen Antenne und Netz, nur verhältnismäßig sehr wenige zwischen Antenne und dem Boden außerhalb des Netzes verlaufen.

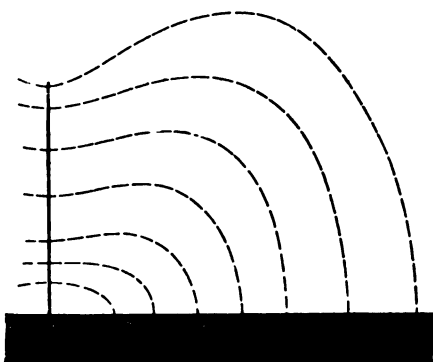


Fig. 196.

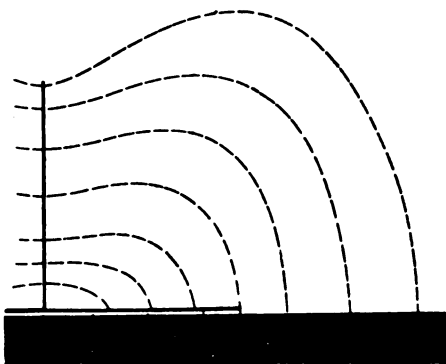


Fig. 197.

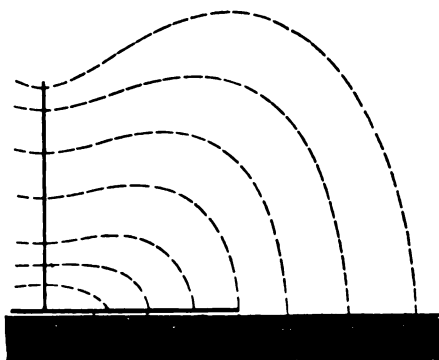


Fig. 198.

b. In den Fig. 193, 195 und 197 ist angenommen, daß der Boden homogen und von schlechtem Leitvermögen*), in den Fig. 194, 196 und 198 dagegen, daß eine verhältnismäßig gut leitende Grundwasserschicht in geringer Tiefe unter einer schlecht leitenden Oberflächenschicht vorhanden ist. Der Unterschied ist hauptsächlich der, daß die Stromlinien den größten Teil ihres Weges in der gut leitenden Grundwasserschicht, nur einen verhältnismäßig kleinen Teil in der schlecht leitenden Oberflächenschicht zurücklegen. Bei der Erdung durch eine verhältnismäßig kleine Metallplatte ist aber wesentlich, daß dieselbe wirklich bis zum Grundwasserspiegel versenkt wird (Fig. 194).

c. Wichtig ist es, daß die Stromlinien an keiner Stelle auf einen sehr engen Raum zusammengedrängt werden. Damit ist stets ein verhältnismäßig großer Energieverbrauch verbunden.

Nimmt man z. B. an, daß die Antenne durch einen einfachen vertikalen Draht geerdet ist, so würde das Stromfeld an

demselben von oben gesehen die Gestalt von Fig. 200 haben. Ersetzt man den Erddraht, so wie es tatsächlich geschieht, durch eine

*) Das heißt: Grundwasser nicht oder nur in sehr großer Tiefe vorhanden.

Metallplatte, so nimmt das Stromfeld ungefähr die bei weitem günstigere Form von Fig. 201 an.

Wenn man das Erdnetz auf den Boden legt, so daß alle Drähte mit dem Erdboden in leitender Verbindung stehen, so würden die Strom-

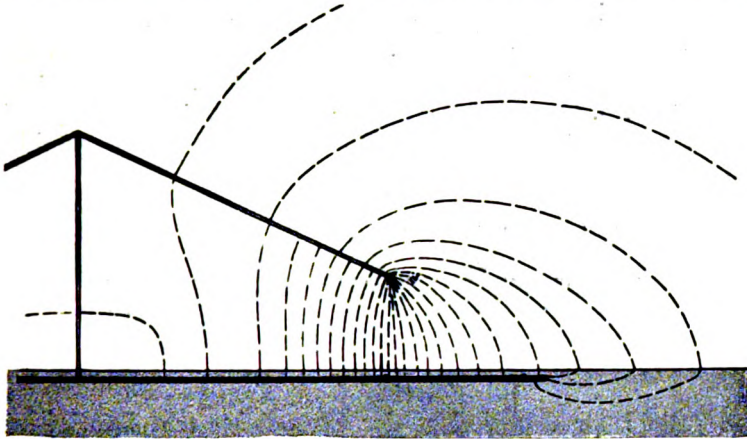


Fig. 199.

linien im Querschnitt ungefähr den Verlauf von Fig. 202 A₁ zeigen. Nicht wesentlich geändert würde der Verlauf der Stromlinien, wenn einzelne Teile auf dem Boden nicht genau aufliegen (Fig. 202 A₂), sondern sich nur in sehr großer Nähe vom Boden befinden. Für den

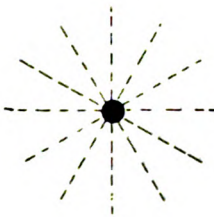


Fig. 200.

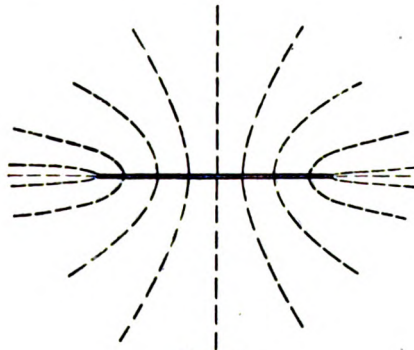


Fig. 201.

Fall, daß das Netz nicht als Erdleitung, sondern als Gegengewicht verwendet wird, ist in Fig. 203 der ungefähre Verlauf der elektrischen Induktionslinien und Stromlinien dargestellt. Er ist entschieden günstiger: die Strömung im Erdboden erfolgt ungefähr so, wie wenn das Netz durch ein überall mit dem Boden leitend verbundenes Blech

gleicher Größe ersetzt wäre. Ein Zusammendrängen der Stromlinien findet nirgends statt.

Wesentlich ist dabei aber, daß das Netz wirklich vom Boden isoliert ist. Ist an irgendeiner bestimmten Stelle ein Isolationsfehler vorhanden, so sind zwei Fälle möglich. Entweder der Isolationsfehler repräsentiert immer noch einen sehr großen Widerstand (z. B. feuchter Porzellanisolator): dann werden die Stromverhältnisse nur wenig geändert; es kommt aber zu den übrigen Energieverlusten noch derjenige in dem hohen Widerstand hinzu. Oder der Widerstand ist sehr klein (z. B. überschlagender Funke): dann kann ein sehr großer Teil des Stroms an der betreffenden Stelle zum Boden gehen und man nähert sich dann dem ganz ungünstigen Falle von Fig. 200.

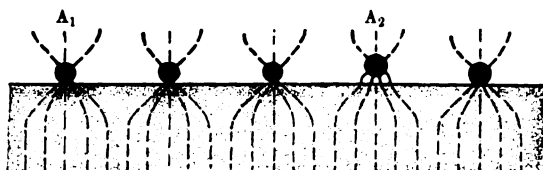


Fig. 202.

d. Sowohl für den Verlauf der Stromlinien und ihre Dichte als für die Energie, welche sie verbrauchen, spielt das **Leitvermögen des Erdbodens** eine wichtige Rolle. Es existiert im allgemeinen immer ein **kritischer Wert des Leitvermögens**, der bei vorgegebener Antennenform und Frequenz einen maximalen Energieverlust ergibt. Ist das Leitvermögen besser oder auch schlechter als dieser kritische Wert, so ist der Energieverbrauch geringer.

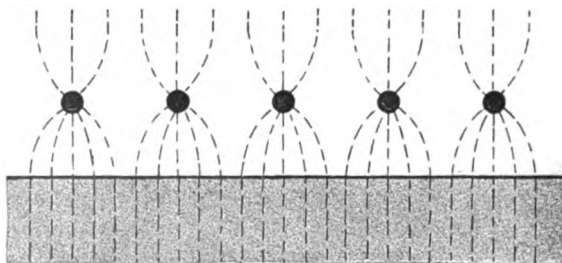


Fig. 203.

Wenn das Leitvermögen der Erde z. B. durch Witterungseinflüsse sich ändert, kann der Verlauf der Stromlinien in der Erde, die Dämpfung und unter Umständen auch die Frequenz der Schwingung eine Änderung erfahren. Die Erde stellt also ein variables Element in der ganzen Anordnung dar, und zwar gleichgültig, ob es sich um eigentliche Erdung oder Gegengewicht handelt. Nur wo die Erde immer ein sehr gutes Leitvermögen besitzt (Seewasser, sehr nasser Boden) wird ein Einfluß der Witterung unmerklich sein.

e. Führt man einen äquivalenten Widerstand R_e ein durch die Bedingung, daß $R_e J^2_{eff}$ der sekundliche Energieverbrauch durch die Erdströme ist, wenn J den Strom am Fußpunkte der Antenne bedeutet, so ist nach **a** und **b** ohne weiteres klar, daß dieser „Erdwiderstand“ R_e außer von der Beschaffenheit des Bodens und der Art der Erdung von allen denjenigen Faktoren abhängen muß, durch welche das elektrische Feld in der Erde bestimmt ist, also insbesondere von der Form der Antenne und der Frequenz der Schwingungen. — Über die Bestimmung von R_e vgl. **100 d**.

Versuche mit einer Schirmantenne haben gezeigt, daß R_e wächst mit der Frequenz der Schwingungen, dagegen bei Verwendung eines Gegengewichts abnimmt, wenn die Höhe desselben über der Erde vergrößert wird. In allen Fällen war der Erdwiderstand bei Verwendung eines Gegengewichts kleiner als bei einer Erdung der Form Fig. 193 (H. True¹⁵⁰).

96. Ungeerdete Antennen für Luftschiffe¹⁵¹).

a. Für Luftschiffe, bei denen jede Form der Erdung ausgeschlossen ist, sind unter anderen folgende Antennenformen versucht worden:

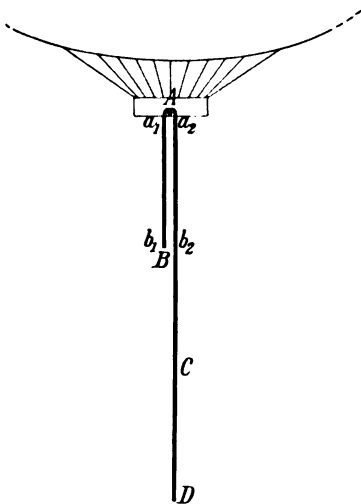


Fig. 204.

1. Die Antenne ein aus der Gondel heraushängender Draht, als Gegengewicht die Gondel mit ihren Metallteilen (Motoren), davon isoliert der Ballon.

2. Ebenso, aber als Gegengewicht sowohl die Gondel, als auch das damit verbundene Metallgerippe des Ballons (Zeppelin-Luftschiff) oder eine leitende Hülle des Ballons.

3. Die Antenne besteht aus einer Art Lecher'schen Systems mit zwei ungleich langen Drähten*) (Fig. 204) (H. Beggerow): der eine Draht ($a_1 b_1$) wird z. B. = $\frac{1}{4}$ Wellenlänge der Schwingungen, der andere $a_2 D$ = $\frac{3}{4}$ Wellenlängen gemacht. Die Schwin-

gungen werden bei A in der Gondel erregt, bei A und C sind Spannungsknoten (vgl. **72 c 2** und **24 a**). Für die Strahlung kommt nur der Teil B D,

*) Die durch isolierende Stücke in demselben Abstand voneinander gehalten werden.

der einen linearen Sender darstellt, in Betracht, da die Teile a_1b_1 und a_2b_2 in ihrer Fernwirkung sich aufheben.

4. Als Antennen für gerichtete Telegraphie sind solche der Form Fig. 416 vorgeschlagen worden: der horizontale Teil wird unter dem lenkbaren Luftschiff parallel seiner Achse ausgespannt, die beiden vertikalen Antennen hängen nach unten.

b. Bei Luftschiffen ist die Gefahr vorhanden, daß beim Senden *) infolge der Schwingungen in der Antenne Funken zwischen irgendwelchen Teilen des Ballons, zwischen denen erhebliche Spannungen entstehen, auftreten.

Die Gründe für die Entstehung solcher Spannungsdifferenzen können verschiedener Art sein:

1. Wenn ein Teil des Luftschiffes mit der Antenne leitend verbunden ist, so pflanzen sich die Schwingungen der Antenne auch über die Metallteile des Luftschiffes hin fort. Dadurch entstehen Spannungsdifferenzen zwischen den einzelnen Teilen des Luftschiffes. Um sie zu vermeiden, empfiehlt es sich, alle benachbarten metallischen Teile des Schiffes auf dem kürzesten Wege leitend miteinander zu verbinden.

2. Durch das elektrische Feld der Schwingungen (Influenz) können die einzelnen Teile des Luftschiffes verschiedene Spannungen erhalten. Diese Gefahr wird erheblich herabgemindert, wenn der Spannungsbauch der Antenne weit vom Luftschiff entfernt wird.

3. Durch das magnetische Feld der schwingenden Antenne können in den Metallteilen des Luftschiffes Ströme induziert werden. In dieser Beziehung ist ein Spannungsknoten bzw. Strombauch der Antenne besonders gefährlich ¹⁵²⁾.

Die Möglichkeit zur Bildung eines Funkens ist also derartig mannigfaltig, daß man wohl von keiner Anordnung von vornherein mit Bestimmtheit wird sagen können, daß dabei jede Gefahr ausgeschlossen ist. Auf der anderen Seite ist aber keine der in **a** beschriebenen Anordnungen derart, daß man dieselben von vornherein als eine erhebliche Gefahr für das Luftschiff bezeichnen müßte.

Allgemein kann das gesagt werden, daß in den meisten Fällen kürzere Wellenlängen gefährlicher sind als längere, ferner daß die Gefahr um so kleiner ist, je geringere Werte die Strom- und Spannungsamplitude annimmt. Es sind demnach bei gleicher Leistung solche Anordnungen, die mit verhältnismäßig geringer Schwingungsamplitude, aber hoher Entladungszahl arbeiten, günstiger als solche, bei denen die Energie und damit Amplitude jeder einzelnen Entladung sehr groß ist ¹⁵³⁾.

*) Die Schwingungen beim Empfang sind unter normalen Umständen natürlich ganz ungefährlich.

c. Außer der Gefahr, welche die Antennenschwingungen mit sich bringen, besteht auch noch die, daß sich Gas, das aus dem Ballon ausgetreten ist, an der **F u n k e n s t r e c k e** des Primärkreises entzündet. Es dürfen deshalb nur abgeschlossene Funkenstrecken [vgl. z. B. 111] gebraucht werden.

§ 3. Die Schwingungen von Antennen.

97. Die Frequenz, Kapazität und der Selbstinduktionskoeffizient¹⁵⁴).

a. Zur Messung der Frequenz von Antennen läßt man eine in die Antenne eingeschaltete Drahtschleife oder Spule auf einen Meßkreis induzieren und verfährt nach einer der früher [71] angegebenen Methoden. Zur Erregung der Antennenschwingungen kann man entweder in die Antenne eine kleine Funkenstrecke einfügen oder besser einen Löschfunkenkreis oder Stoßerregung verwenden [vgl. 78]. Oder man benutzt einen Primärkreis von bekannter und regulierbarer Frequenz, läßt diesen in sehr loser Koppelung auf die Antenne induzieren und ändert seine Frequenz so lange, bis ein in die Antenne eingeschaltetes Meßinstrument einen maximalen Ausschlag zeigt.

b. Frequenzmessungen können auch dazu dienen, um den wirksamen Selbstinduktionskoeffizienten \mathfrak{L} und die wirksame Kapazität \mathfrak{C} der Antenne [27 a] zu bestimmen, z. B. nach folgender Methode:

1. Man schaltet in den Strombauch eine Spule von bekanntem Selbstinduktionskoeffizienten \mathfrak{L}_0 . Dadurch werde die Frequenz N des Senders zu N' , die Wellenlänge λ zu λ' geändert.

Dann ist annähernd

$$\mathfrak{L} = \mathfrak{L}_0 - \frac{N'^2}{N^2 - N'^2} = \mathfrak{L}_0 \frac{\lambda^2}{\lambda'^2 - \lambda^2} \quad \dots \quad (1)$$

Aus \mathfrak{L} und der Beziehung [27 a]

$$\left. \begin{aligned} N &= \frac{1}{2\pi \sqrt{\mathfrak{L} \mathfrak{C}}} \\ \text{bzw. } \lambda &= 2\pi c \sqrt{\mathfrak{L} \mathfrak{C}} \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (2)$$

folgt dann auch \mathfrak{C} .

2. Man schaltet in den Strombauch einen Kondensator von bekannter Kapazität \mathfrak{C}_0 . Dadurch nehme die Frequenz den Wert N'' , die Wellenlänge den Wert λ'' an. Dann ist annähernd

$$\mathfrak{C} = \mathfrak{C}_0 \frac{N'^2 - N^2}{N^2} = \mathfrak{C}_0 \frac{\lambda^2 - \lambda''^2}{\lambda'^2} \quad \dots \quad (3)$$

Aus \mathfrak{C} und Gleichung (2) folgt dann \mathfrak{L} .

Empfehlenswert ist es sowohl das Verfahren 1. als 2. anzuwenden und aus den beiden Werten, welche die beiden Verfahren für \mathfrak{L} bzw. \mathfrak{C} liefern, das Mittel zu nehmen. Beide Verfahren sind um so weniger bedenklich, je kleiner der Unterschied zwischen N und N' bzw. N und N'' ist. Andererseits stellen sie um so höhere Anforderungen an die Genauigkeit der Bestimmung von N , N' und N'' , je kleiner dieser Unterschied ist*).

c. Eine andere Methode (C. Fischer), die aber weniger bequem und genau ist¹⁵⁶⁾, besteht darin, daß man in den Strombauch der Antenne einen Widerstand R einschaltet und das Dekrement vor (b_1) und nach dem Einschalten des Widerstandes (b_2) bestimmt. Es gilt dann für die Differenz b der beiden Dekremente

$$b = b_2 - b_1 = \pi R \sqrt{\frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{L}}} \quad [27 a].$$

Außerdem ist $\mathfrak{C} \cdot \mathfrak{L}$ bekannt aus der Frequenz N bzw. Wellenlänge λ (Gl. 2). Aus beiden folgt dann sowohl \mathfrak{C} als \mathfrak{L} .

98. Über die Wirkung von Spulen und Kondensatoren in den Antennen.

a. Durch das Einschalten von Spulen allein wird die Frequenz erniedrigt, bzw. die Wellenlänge vergrößert**), der Formfaktor verkleinert; ebenso wird (vgl. Fig. 47 S. 54) bei vorgegebener Spannungsamplitude die Stromamplitude kleiner [31]. Alles wirkt zusammen, um die Strahlung, aber auch das Strahlungsdekrement zu vermindern.

Das Einschalten eines Kondensators allein am Fußpunkt der Antenne hat insofern gerade die entgegengesetzte Wirkung, als die Frequenz dadurch erhöht, die Wellenlänge also verkürzt**) und im Zusammenhang damit der Strombauch vom Fuß der Antenne nach oben gerückt wird [30]. Der Formfaktor wird dadurch für die Fern-

*) Über die Kapazität¹⁵⁶⁾ von Antennen finden sich z. B. folgende Angaben in der Literatur:

Torpedobootsantenne	$\mathfrak{C} = \text{ca. } 1 \cdot 10^{-3} \text{ MF.}$
Kreuzer-, Schlachtschiffantenne .	$\mathfrak{C} = \text{„ } 2 \cdot 10^{-3} \text{ „}$
Großstation Brant Rock ¹⁴⁷⁾ . .	$\mathfrak{C} = \text{„ } 7 \cdot 10^{-3} \text{ „}$
„ Nauen (Fig. 186) . .	$\mathfrak{C} = \text{„ } 18 \cdot 10^{-3} \text{ „}$
„ Eiffelturm ⁴⁸⁾	$\mathfrak{C} = \text{„ } 7,3 \cdot 10^{-3} \text{ „}$

Die Selbstinduktionskoeffizienten, mit denen tatsächlich gearbeitet wird, sind wegen der eingeschalteten Spulen meist viel größer als derjenige der Antenne allein. Für letzteren wird bei dem Luftleiter von Brant Rock angegeben 55 000 C.G.S., bei der Station Eiffelturm 196 000 C.G.S.

**) Es wird dies häufig in der Form ausgedrückt: durch eine Spule werde die Antenne (der Luftleiter) verlängert, durch einen Kondensator verkürzt.

wirkung günstiger. Über die Änderung der Stromamplitude im Verhältnis zur Spannungsamplitude und infolge davon auch über die Fernwirkung und das Strahlungsdekrement läßt sich kaum etwas für alle Antennenformen Gütiges sagen.

Schaltet man eine Spule und einen Kondensator in Serie ein, so lassen sich dieselben bei jedem beliebigen Luftleiter so wählen, daß eine Änderung der Wellenlänge vermieden und nur das Strahlungsdekrement stark herabgedrückt wird („Antenne mit verminderter Strahlungsdämpfung“ [vgl. 32 b].

b. Statt durch Spulen allein läßt sich die Wellenlänge einer Antenne bedeutend vergrößern durch die Anordnung von Fig. 205*). In die Antenne ist eine Spule L eingeschaltet, deren Selbstinduktionskoeffizient sehr groß gegen denjenigen des Luftleiters und der Erdleitung ist. Parallel zu ihr liegt der Kondensator C . Man ist in allen praktischen Fällen berechtigt, diese Anordnung aufzufassen als einen Kondensatorkreis, dessen Selbstinduktionskoeffizient merklich durch die Spule L und dessen Kapazität, durch den Kondensator C und den ihm parallel geschalteten Kondensator Luftleiter-Erde gebildet wird. — Daß das Strahlungsdekrement einer solchen Anordnung ganz erheblich kleiner sein muß, als dasjenige der Antenne allein, zeigt eine einfache Überlegung.

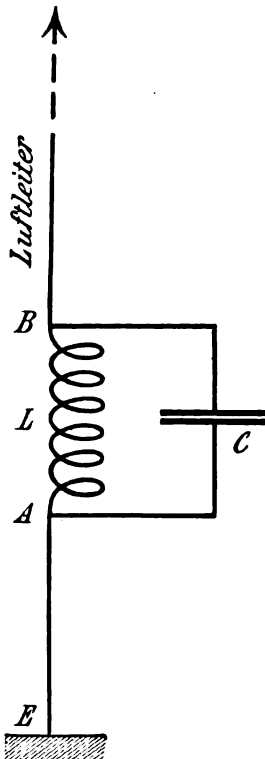


Fig. 205.

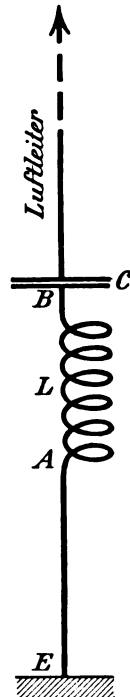


Fig. 206.

c. Praktische Verwendung haben diese Anordnungen in folgender Weise gefunden:

1. Um den Vorteil, den große Wellenlängen für die Fortpflanzung der Wellen bieten, auszunutzen, verwendet man fast stets Spulen von beträchtlicher Selbstinduktion in den Antennen allein oder in Verbindung mit Kondensatoren („Verlängerungsspulen“) [vgl. z. B. in Fig. 236 die mit 28 bezeichneten Spulen].

*) Diese Schaltung wird zum Teil als „Schwungradschaltung“ bezeichnet.

2. Spulen variabler Selbstinduktion, unter Umständen mit Kondensatoren, oder auch Kondensatoren variabler Kapazität allein werden allgemein zur Abstimmung der Antennen auf eine bestimmte Wellenlänge benutzt („*Abstimmspulen*“, „*Abstimmkondensatoren*“).

3. Um bei derselben Antenne mit verschiedenen Wellenlängen arbeiten zu können, wird häufig ein Kondensator eventuell mit vorgeschalteter Spule so angebracht, daß er durch einen Ausschalter in den Luftleiter eingeschaltet (kurze Wellen) oder ausgeschaltet (lange Welle) werden kann. Oder man legt durch einen Umschalter denselben Kondensator für die kurze Welle in den Luftleiter hinein (Fig. 206), für die lange Welle parallel zur Selbstinduktionsspule (Fig. 205).

99. Die Dämpfung der Antennen und ihre Ursachen.

a. Nur derjenige Teil der Energie, der bei den Schwingungen einer Antenne in Form von elektromagnetischen Wellen ausgesandt wird, kann als *nutzbare Energie* aufgefaßt werden. Will man also von einem „*Wirkungsgrad*“ einer Antenne sprechen und darunter das Verhältnis der Energie, die bei der Grundschiwingung in nutzbarer Weise verwendet werden könnte, zu der ganzen bei der Grundschiwingung verbrauchten Energie verstehen, so ist dieses Verhältnis

$$\eta = \frac{d_z}{d},$$

d. h. = dem Verhältnis des Strahlungsdekrementes zum gesamten Dekrement*).

b. Alle anderen Energieverluste, die bei der Schwingung eintreten, sind ein mehr oder weniger notwendiges Übel. Dahin gehören:

1. J o u l e sche Wärme in der Antenne,
2. „ „ der Erdströme,
3. „ „ der induzierten Ströme,
4. Verluste durch Sprühen,
5. Leitungsverluste.

Die Entwicklung J o u l e scher Wärme in den Drähten des Luftleiters, in den Abstimmungs- und Verlängerungsspulen, in der Erdleitung, im Gegengewicht und in den Zuleitungen zu denselben kommt für das Dekrement solcher Antennen stark in Betracht, deren Strahlungs-

*) Graf v. A r c o ¹⁹²⁷) schätzt den Wirkungsgrad einer gut gebauten Schiffsantenne auf 50 %, wenn die Wellenlänge auf den 1,3fachen Betrag durch eingeschaltete Spulen verlängert wurde.

dekrement bedeutend herabgesetzt wurde. Es werden deshalb bei gut gebauten Antennen Litzen aus einzelisolierten, sehr dünnen Drähten oder auch Bänder, die aus parallel geschalteten Litzen dieser Art geflochten wurden, verwendet, um den Ohm'schen Widerstand möglichst herabzudrücken*).

Der Anteil am Gesamtdékrement, der auf Rechnung der Erdströme zu setzen ist, kann ebenso groß werden wie derjenige der Strahlung. Auch dann, wenn die geeignetsten Maßregeln getroffen sind, um diesen Anteil möglichst niedrig zu halten, hängt es von der Bodenbeschaffenheit ab, wie weit man seinen Zweck erreicht. Auf schlecht leitendem festen Boden kommt man wohl nie so weit wie etwa bei Seewasser¹⁵⁸⁾.

Bei den induzierten Strömen handelt es sich hauptsächlich um solche, die bei Schiffen in den Pardunen, Wanten, eisernen Masten (z. B. Gefechtsmasten), bei festen Stationen in den Türmen zum Tragen der Antennen und auch in den Drahtseilen, welche sie halten, hervor-

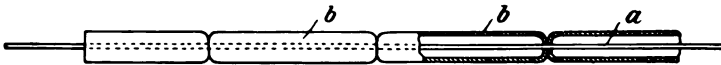


Fig. 207.

gerufen werden. Es liegen Erfahrungen vor, welche die Wirkung dieser Ströme, welche nicht nur nutzlos Energie verbrauchen, sondern auch noch die Strahlung schädigen können, in äußerst ungünstigem Lichte erscheinen lassen. Ein Mittel, um die schädliche Wirkung dieser Ströme zu mildern, besteht in dem Einfügen von isolierenden Zwischenstücken in die Leiter, in welchen die Ströme induziert werden, mindestens Isolation derselben von der Erde. Sehr günstig ist in dieser Beziehung die Anordnung der früheren Antenne von Nauen [92 c], bei der die einzigen Leiter, in denen überhaupt Ströme induziert werden können, die drei Pardunen, oben von dem Turm und unten von der Erde gut isoliert sind¹⁵⁹⁾.

Daß das Sprühen, das bei Nacht einen großen Teil der Antenne hell aufleuchten läßt, das Dékrement sehr ungünstig beeinflusst, ist bekannt; man hat deshalb Spitzen und Kanten im Luftleiter möglichst zu vermeiden. Da das Sprühen unter sonst gleichen Umständen um so

*) Graf von Arco¹⁶⁰⁾ macht darüber folgende Angaben:

2 KW-Station: Effektiver Strom am Fuß der Antenne 13 Ampère, Widerstand der Antenne 6 Ohm, 480 parallel geschaltete Einzeldrähte.

8 KW-Schiffsstation: Effektiver Strom am Fuß der Antenne 35–40 Ampère, Widerstand der Antenne 3 Ohm, 3000 parallel geschaltete Einzeldrähte. — Mit Rücksicht auf die Zugfestigkeit werden außer verkupferten Stahldrähten [36 c] auch vielfach Bronzedrähte verwendet.

geringer wird, je größer die Oberfläche (der Krümmungsradius) des Luftleiters ist, so wurde vorgeschlagen, die Luftleiterdrähte mit dünnen, leitend damit verbundenen Metallrohren zu umgeben (Fig. 207), oder für den Luftleiter Metallbänder, die um Taue herumgewickelt sind, eventuell mit umgebördelten Rändern zu verwenden. Wirksamer ist es wohl noch, die Luftleiter aus gut isolierten Hochspannungskabeln, statt aus blanken Drähten herzustellen. Für die Enden der Drähte werden z. T. besonders gebaute *Sprühschutz-Isolatoren*¹⁵⁹⁾, die ein Sprühen verhindern sollen, benutzt.

*Leitungsverluste**) können natürlich bei jedem beliebigen Oszillator, z. B. auch bei einem Kondensatorkreis, vorhanden sein. Wenn sie früher nicht besprochen wurden, so geschah es, weil sie bei allen anderen Oszillatoren sehr leicht zu vermeiden sind und deshalb keine Rolle spielen, solange nicht Nachlässigkeit vorliegt. Bei den Antennen für drahtlose Telegraphie ist aber ihre Vermeidung wegen der hohen Spannungen und der Witterungseinflüsse¹⁵⁹⁾ mit ganz besonderen Schwierigkeiten verknüpft.

100. Die Bestimmung des Dekrements.

a. Um das *Gesamtdekrement* der Eigenschwingungen zu messen, kann man jede der früher angegebenen Methoden verwenden. Zur Erregung der Schwingungen wird zweckmäßig ein Löschfunkenkreis benutzt.

Der Wert, den das Gesamtdekrement bei verschiedenen Antennenformen unter normalen Verhältnissen (gute Erdleitung, keine Isolationsfehler) annimmt, wenn keine Spulen erheblicher Selbstinduktion eingeschaltet sind, ist ungefähr für:

Einfachantenne (gerader Draht, Luftschiffsender) . .	0,25—0,3
Harfenantenne	0,2
Kegel- und Doppelkegelantenne	0,16—0,18
Schirm-, Schiffs(T)antenne	0,12—0,16

Tatsächlich werden stets Spulen eingeschaltet. Ist ihr Selbstinduktionskoeffizient so klein, daß die Frequenz der Schwingungen nicht sehr erheblich beeinflußt wird, so ist das Dekrement bei Schirm- und T-antennen ungefähr 0,1. Wird aber bei diesen Antennenformen die Wellenlänge auf den 3—4fachen Wert durch Spulen erhöht, so kann dadurch das Gesamtdekrement auf 0,05—0,03 herabgedrückt werden.

*) Gemeint sind damit auch solche durch überschlagende Funken.

b. Aus dem Gesamtdkrement \mathfrak{d} der Antenne kann der gesamte wirksame Widerstand \Re derselben auf Grund der Beziehung

$$\mathfrak{d} = \pi \Re \sqrt{\frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{L}}} \quad [27 \text{ a}]$$

berechnet werden, vorausgesetzt, daß man \mathfrak{C} und \mathfrak{L} kennt.

Direkt läßt sich dieser wirksame Widerstand bestimmen, indem man auf die Antenne ein ungedämpftes Primärsystem einwirken läßt und im übrigen nach 76 b verfährt¹⁶¹⁾.

Vielfach gebraucht wurde auch folgende Methode („künstliche Antenne“).

Durch 2 Umschalter U_1 und U_2 (Fig. 208) kann man mit einem Primärkreis (Löschfunktionskreis, Kreis mit ungedämpften Schwingungen) lose koppeln entweder die Antenne (E-S₂-Luftleiter) oder (gestrichelte Stellung des Umschalters) einen Kondensatorkreis S₁S₂'CR, der dieselbe Kapazität und denselben Selbstinduktionskoeffizienten besitzt wie die Antenne, außerdem einen variablen Widerstand R. Von diesem schaltet man nun soviel Widerstand ein, daß der Strommesser A denselben Stromeffekt anzeigt, ob die Antenne oder der Kondensatorkreis eingeschaltet ist. Dann ist der Widerstand des Kondensatorkreises = dem gesuchten wirksamen Widerstand der Antenne.

Damit der Widerstand des Kondensatorkreises bequem bestimmt werden kann, empfiehlt es sich, die Strombahn desselben so zu bauen, daß ihr Widerstand sehr klein ist gegen den variablen Widerstand R und für diesen Drähte zu wählen, deren wirksamer Widerstand = dem Gleichstromwiderstand ist [36 b] und demnach durch Gleichstrom bestimmt werden kann.

c. Von besonderem Interesse ist es, den Strahlungswiderstand von den anderen Teilen, aus denen sich der gesamte Widerstand zusammengesetzt, zu trennen.

Mit meist ausreichender Genauigkeit läßt sich der Strahlungswiderstand einer Antenne berechnen, wenn man durch Strommessung ihren Formfaktor bestimmt hat und wenn die Antenne auf sehr gut leitendem Boden steht.

In diesem Fall ist das Feld der geerdeten Antenne (Höhe h) oberhalb des Bodens identisch mit dem Feld, welches die Antenne und ihr Spiegel-

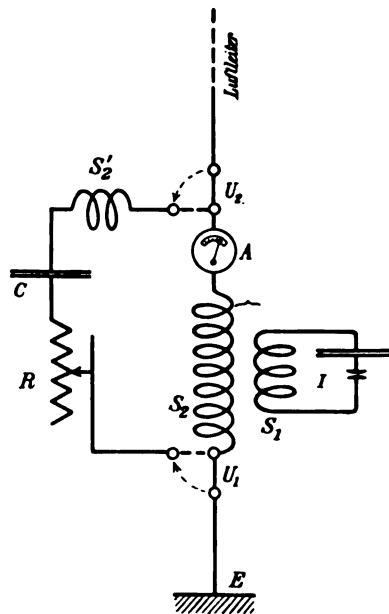


Fig. 208.

bild, d. h. ein Oszillator von der Länge $l = 2h$, ohne Vorhandensein der Erde ergeben würden. Der einzige Unterschied ist der, daß die Energiestrahlung der geerdeten Antenne nur die Hälfte der Energiestrahlung dieses Oszillators ist, da die untere Hälfte des Feldes bei der geerdeten Antenne fehlt [33].

Gilt also für den Strahlungswiderstand R_r dieses Oszillators von der Länge l nach 26 b

$$R_r = \frac{8\pi^2}{3} \cdot \left(\frac{\alpha l}{\lambda}\right)^2 \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ C.G.S.},$$

so muß für die geerdete Antenne die Beziehung bestehen

$$\begin{aligned} R_r &= \frac{1}{2} \cdot \frac{8\pi^2}{3} \cdot \left(\frac{2\alpha h}{\lambda}\right)^2 \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ C.G.S.} \\ &= 160\pi^2 \cdot \left(\frac{\alpha h}{\lambda}\right)^2 \cdot \text{Ohm}^*), \end{aligned}$$

worin α die in 25 c angegebenen Werte besitzt. Bei sinusförmiger Stromverteilung (Einfachantenne) ist $R_r = 36,6 \text{ Ohm}$ [26 b].

Eine experimentelle Methode (A. Erskine-Murray, M. Reich¹⁶²⁾ für eine annähernde Bestimmung des Strahlungswiderstands einer Senderantenne ist folgende. Man errichtet eine auf die Senderantenne abgestimmte Empfangsantenne in einer Entfernung r , die mindestens einige Wellenlängen beträgt, und bestimmt die Stromeffekte $J_{1\text{eff}}^2$ und $J_{2\text{eff}}^2$ am Fußpunkt der Sender- und Empfangsantenne. Man wiederholt dann die Messung, nachdem man die Höhe der Senderantenne etwas geändert hat (z. B. an Tauen der Luftleiter etwas heraufgezogen oder herabgelassen hat); die entsprechenden Werte seien jetzt $J_{1\text{eff}}'^2$ und $J_{2\text{eff}}'^2$. Konstant wird gehalten Entladungszahl und Wellenlänge. Außerdem wird bei der Methode vorausgesetzt, daß die Form des elektrischen Feldes in der Entfernung, in welcher sich die Empfangsantenne befindet, ebenso der Erdwiderstand in der Nähe der Senderantenne durch die Änderung der Luftleiterhöhe sich nicht merklich ändert — eine Voraussetzung, die natürlich nicht allgemein gültig sein kann.

Unter diesen Bedingungen bestehen dann folgende Beziehungen**):

Man denke sich um die Senderantenne eine Kugel mit dem Radius r gelegt. Dann ist die Energie, welche einen Quadratzentimeter dieser Kugeloberfläche pro

*) $= 160\pi^2 \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 \text{ Ohm}$, wenn $h = \alpha h$ die wirksame Höhe der Antenne bedeutet.

**) Bei der folgenden Ableitung ist extrem gut leitender Boden vorausgesetzt. Doch ist das Resultat von dieser Voraussetzung unabhängig.

Sekunde passiert $\propto E_{\text{eff}}^2$, wenn E die elektrische Feldstärke an der betreffenden Stelle bedeutet [26], oder auch solange die Form des Feldes unverändert bleibt, $\propto E_2^2$, wenn E_2 die elektrische Feldstärke bei der Empfangsantenne, bzw. $\propto \mathcal{E}_{\text{eff}}^2$, wenn \mathcal{E} die längs der Empfangsantenne wirkende Spannung¹⁶³⁾ ist.

Es ist demnach auch die gesamte Energie, die pro Sekunde die ganze Kugeloberfläche passiert, $\propto \mathcal{E}_{\text{eff}}^2$. Andererseits ist sie $= \Re_z \cdot J_1^2$ [26]. Es besteht also die Beziehung

$$\Re_z = a \frac{\mathcal{E}_{\text{eff}}^2}{J_1^2} \quad *)$$

Das Verhältnis von J_2 zu \mathcal{E} hängt davon ab, ob die Schwingungen der Senderantenne gedämpft oder ungedämpft sind. Handelt es sich um ungedämpfte Schwingungen, so ist

$$J_2 = \frac{\mathcal{E}}{\Re_2} \quad [67 \text{ b}]; \quad J_2^2 = \frac{\mathcal{E}^2}{\Re_2^2};$$

man kann also schreiben

$$\Re_z = b \cdot \frac{J_2^2}{J_1^2} \quad *)$$

Sind dagegen die Antennenschwingungen gedämpft, so ist

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\text{eff}}^2 &= \frac{\zeta \cdot \mathcal{E}_0^2}{4 N b_1} \quad [44 \text{ a}] \\ J_2^2 &= \frac{\zeta \cdot \mathcal{E}_0^2}{16 N^3 \Omega^2} \cdot \frac{1}{b_1 b_2 (b_1 + b_2)} \quad [70 \text{ Gl. 1}] = p \cdot \frac{\mathcal{E}_{\text{eff}}^2}{(b_1 + b_2)} \quad *) \\ \Re_z &= d (b_1 + b_2) \cdot \frac{J_2^2}{J_1^2} \end{aligned}$$

Bezeichnet man nun den gesamten wirksamen Widerstand der Senderantenne bei den beiden Versuchen mit \Re bzw. \Re' , den — nach den Voraussetzungen konstanten — Teil, der nicht vom Strahlungsdekrement herrührt, mit \Re_0 , so ist bei ungedämpften Schwingungen

$$\begin{aligned} \Re &= \Re_0 + \Re_z = \Re_0 + b \cdot \frac{J_2^2}{J_1^2} \\ \Re' &= \Re_0 + \Re'_z = \Re_0 + b \cdot \frac{J_2'^2}{J_1'^2} \end{aligned} \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \text{Gl. (1)}$$

bei gedämpften Schwingungen

$$\begin{aligned} \Re &= \Re_0 + d (b_1 + b_2) \cdot \frac{J_2^2}{J_1^2} \\ \Re' &= \Re_0 + d (b_1' + b_2) \cdot \frac{J_2'^2}{J_1'^2} \end{aligned} \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \text{Gl. (2)}$$

Die Subtraktion der beiden Gleichungen ergibt b bzw. d und damit den Strahlungswiderstand \Re_z vorausgesetzt, daß man den gesamten wirksamen Widerstand \Re bzw. \Re' und bei Verwendung gedämpfter Schwingungen auch noch die Summe der Dekremente ($b_1 + b_2$ bzw. $b_1' + b_2$ bestimmt hat**).

Eine Kontrolle, ob die anfangs gemachten Voraussetzungen annähernd zutreffen, erhält man, indem man die Messungen mit einer oder zwei weiteren An-

*) a , b , d , p = Proportionalitätsfaktoren.

**) Ist b_1 und $b_1' \ll b_2$, so läßt sich auch im Fall von gedämpften Schwingungen Gl. 1 verwenden.

tenhöhen wiederholt: die weiteren Gleichungen, die man dadurch erhält, müssen denselben Wert von b bzw. d ergeben.

d) Hat man den Strahlungswiderstand \mathfrak{R}_r und den wirksamen Widerstand \mathfrak{R}_j der Antennendrähte bestimmt, ebenso den Gesamtwiderstand \mathfrak{R} der Antenne, so folgt aus

$$\mathfrak{R} = \mathfrak{R}_j + \mathfrak{R}_r + \mathfrak{R}_e$$

der Erdwiderstand \mathfrak{R}_e . Er beträgt, wie es scheint ¹⁵⁰⁾, bei Antennen auf festem Boden wenigstens einige Ohm, hängt aber im übrigen ganz von der Form der Antenne, der Frequenz der Schwingung, den Eigenschaften des Bodens und der Art der Erdung ab.

Kapitel VII.

Sender für gedämpfte Schwingungen.

101. Die verschiedenen Senderarten.

Um die Schwingungen der Antenne zu erregen, sind zwei Methoden üblich:

a. In die Antenne wird eine Funkenstrecke eingefügt, die Antenne durch einen Funkeninduktor oder ähnliches geladen. Die Antenne entlädt sich durch die Funkenstrecke hindurch und bei der Entladung treten die Eigenschwingungen der Antenne auf: „*einfacher* oder *Marconi-Sender*“.

b. Die Antenne wird mit einem Kondensatorkreis gekoppelt. Dabei sind zwei Fälle möglich:

1. Bei der Entladung des Kondensatorkreises entstehen sowohl im Kondensatorkreis als in der Antenne je zwei Koppelungsschwingungen: „*Braunscher Sender*“.

2. Die Schwingungen des Kondensatorkreises erlöschen nach wenigen Perioden und die Antenne schwingt mit der ihr eigenen Dämpfung weiter: „*Löschfunkensender*, *Wienscher Sender*“.

§ 1. Der einfache (Marconi-*)Sender.

102. Allgemeines.

a. Die Antenne wird unten durch eine Funkenstrecke F unterbrochen (Fig. 209).

Es ist günstig, an den Fuß der Antenne einen Strombauch zu verlegen: bei vorgegebener Spannung wird die Stromamplitude

*) Marconi verwendet jetzt für gedämpfte Schwingungen ebenfalls ausschließlich oder vorwiegend den gekoppelten (Braunschen) Sender. Der einfache Sender ist aber derjenige, mit dem er seine ersten Erfolge erzielt und die Möglichkeit einer drahtlosen Telegraphie mit elektromagnetischen Wellen auf große Entfernungen nachgewiesen hat.

der Grundschiwingung dann ein Maximum, die Funkendämpfung ein Minimum, wenn die Funkenstrecke in einem Strombauch liegt. Erreicht wird dies in der Praxis für den vorliegenden Fall wohl immer durch Erdung.

b. Günstiger als die Einfachantenne ist beim Marconisender die Verwendung von zusammengesetzten Antennen. Bei gleicher Höhe der Antenne ist ihre wirksame Kapazität viel größer, bei passender Wahl der Antennenform die Stromverteilung auf der Antenne günstiger. Aus beiden Gründen wird bei vorgegebener Spannung die Fernwirkung vergrößert [93 d].

103. Die Dämpfung.

a. Die Art der Erregung bringt es mit sich, daß zu den übrigen Energieverlusten, die bei einer Antenne ohne Funkenstrecke vorhanden sind, hier auch noch der Energieverbrauch im Funken hinzukommt. Die Folge davon ist, daß der Wirkungsgrad gegenüber einer Antenne ohne Funkenstrecke verschlechtert wird. Definiert man den Wirkungsgrad im vorliegenden Fall ebenso wie in 99 a als das Verhältnis der Energie, welche bei der Grundschiwingung in nutzbarer Form ausgestrahlt wird, zu der Gesamtenergie, welche bei der Grundschiwingung überhaupt verbraucht wird, so gilt:

$$\eta = \frac{d_z}{d + d_f},$$

wenn d das Dekrement der Antenne ohne Funkenstrecke, d_f das Funkendekrement bedeutet.

Versteht man aber unter Wirkungsgrad der Anordnung das Verhältnis der nutzbaren, d. h. von der Grundschiwingung ausgestrahlten Energie zur gesamten Energie, die der Antenne durch Ladung erteilt wurde, so liegen die Verhältnisse noch ungünstiger. Beim Marconisender entstehen anfänglich notwendig nicht nur die Grundschiwingung, sondern außerdem noch eine ganze Reihe von Oberschwingungen. Sie tragen zur Fernwirkung nichts bei, da man die Empfänger immer auf die Grundschiwingung abstimmt. Die Energie, welche die Oberschwingungen in irgendeiner Form verbrauchen, stellt also einen Energieverlust dar, der den Wirkungsgrad noch weiter verschlechtert.

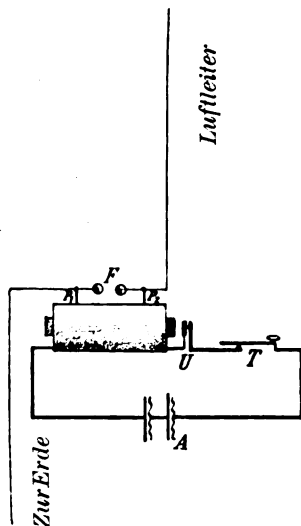


Fig. 209.

b. Es scheint nach den bisherigen Beobachtungen, daß bei vorgegebener Antenne der Effekt der Schwingungen und auch die Fernwirkung von einer gewissen Funkenlänge an entweder nicht mehr zunimmt oder sogar abnimmt*). Wie es scheint, tritt dies um so früher ein:

1. je geringer die wirksame Kapazität der Antenne (also Mehrfachantenne auch in dieser Beziehung günstiger als Einfachantenne);

2. je kleiner der Radius der Funkenkugeln ist (also große Kugeln oder Platten günstiger als kleine Kugeln).

c. Für die Zwecke der *abgestimmten* Telegraphie ist ein Mangel des Marconisenders die große Dämpfung der Schwingungen, obwohl sie zum Teil nur ein Ausdruck einer kräftigen Fernwirkung ist. Marconisender mit verminderter Strahlungsdämpfung [98] und einem Gesamtdkrement von ungefähr 0,1 lassen sich herstellen. Die geringe Fernwirkung eines solchen Senders macht, wenn auf ziemlich große Strecken telegraphiert werden soll, eine bedeutende Anfangsspannung nötig. Das führt zu so bedeutenden Isolationsschwierigkeiten, daß dadurch die Betriebssicherheit solcher Sender, die bei Versuchen gute Resultate ergeben haben, in Frage gestellt wird.

§ 2. Der Braunsche**) Sender.

104. Art der Koppelung.

Der gekoppelte (Braun'sche) Sender besteht aus einem Kondensatorkreis, dem „*Erregerkreis*“, als Primärsystem und der Antenne als Sekundärsystem. Primär- und Sekundärsystem sind aufeinander abgestimmt.

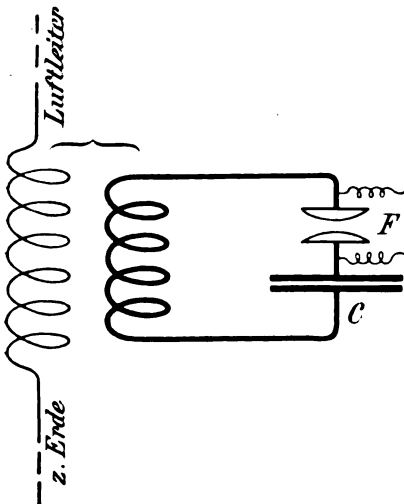


Fig. 210.

a. Die Koppelung kann eine rein magnetische, *induktive* sein oder man gebraucht *direkte Schaltung* [52 b]. Die erste Art der Koppelung ist schematisch in Fig. 210,

*) Es ist zweifelhaft, ob dies nur dem Einfluß des Funkens zuzuschreiben ist. Vermutlich spielten bei den betreffenden Versuchen Sprühen und Leitungsverluste eine wesentliche Rolle.

**) F. Braun war wohl der erste, der den gekoppelten Sender in die Praxis der drahtlosen Telegraphie eingeführt hat. Sein Patent ist vom Jahre 1898.

In demselben Jahre hat in Frankreich E. Ducretet¹⁶⁴⁾ Versuche mit der Verwendung eines „Oudin'schen Resonators“ (im wesentlichen Anordnung Fig. 212) gemacht und dabei schon die Wichtigkeit der Abstimmung erkannt.

die letztere in Fig. 211 und 212 dargestellt. Bei direkter Schaltung ist als Sekundärsystem aufzufassen der eigentliche Luftleiter*), das Stück

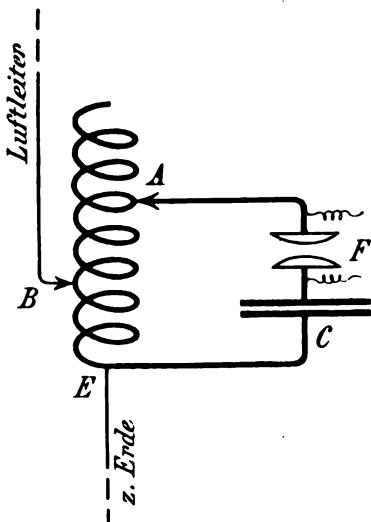


Fig. 211.

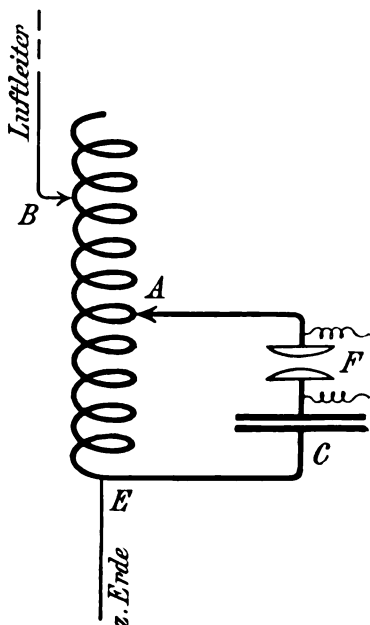


Fig. 212.

B E (Fig. 211) bzw. A E (Fig. 212) des Kondensatorkreises (gemeinsame Strombahn) und die Erdleitung oder bei Verwendung eines Gegengewichts dieses und die Zuleitung zu demselben.

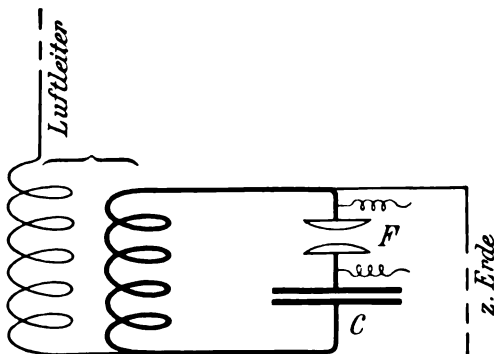


Fig. 213.

Neben diesen Schaltungen waren oder sind zum Teil noch **gemischte** Schaltungen (z. B. Fig. 213) im Gebrauch.

*) In Fig. 212: Luftleiter + A B.

b. In der Wirkung ist die direkte und induktive Schaltung nicht wesentlich verschieden. Der Vorteil der direkten Schaltung ist ihre Einfachheit; insbesondere fällt die Notwendigkeit fort, das Primär- und Sekundärsystem voneinander zu isolieren, was bei der induktiven Schaltung mindestens sehr unbequem ist. Die direkte Schaltung wird jetzt wohl fast ausschließlich gebraucht. Nur in dem Falle sehr fester Koppelung kann induktive oder gemischte Schaltung überhaupt in Frage kommen.

105. Gekoppelter Sender für Antennen mit starker Dämpfung. Sehr lose Koppelung.

Unter Antennen mit starker Dämpfung sollen solche verstanden werden, deren Dekrement wie dasjenige einer Einfachantenne bei 0,2 oder darüber liegt. Mit sehr loser Koppelung ist eine solche gemeint, bei welcher die in 58 besprochenen Komplikationen (zwei Schwingungen auch bei Abstimmung von Primär- und Sekundärsystem) noch nicht merkbar werden*).

a. Bezüglich der Frequenz gilt, daß Primär- und Sekundärsystem genau aufeinander abgestimmt sein müssen.

b. Der zeitliche Verlauf der Schwingungen im Luftleiter ist der in Fig. 123 S. 103 dargestellte. Es ist nur eine einzige Schwingung vorhanden, deren Amplitude zuerst zu- und dann abnimmt. Je loser die Koppelung ist, um so mehr erfolgt der Abfall der Amplitude so, wie wenn eine Schwingung vom Dekrement des Kondensatorkreises, also vom Dekrement 0,06 bis 0,1, vorläge.

Die Stromverteilung auf der Antenne ist dieselbe wie bei den Eigenschwingungen der Antenne. Es ist unter Umständen günstig, sie durch Einschalten eines Kondensators so zu gestalten, daß der Strombauch ziemlich hoch liegt. Daß die Koppelung zwischen Primär- und Sekundärsystem dadurch schwächer wird, als wenn die Koppelungsstelle mit dem Strombauch zusammenfällt [53 b], ist im vorliegenden Fall kein Nachteil.

c. Man verwendet sehr lose Koppelung dann, wenn unter allen Umständen sehr schwach gedämpfte Schwingungen erzielt werden sollen. In der Praxis ist aber immer die Nebenbedingung vorhanden, daß dabei die Fernwirkung so groß sein soll, als es irgend möglich ist ohne merkliche Schädigung der Dämpfung. Nun geht aus 88 hervor, daß der Stromeffekt im Empfänger (III. Kreis) bei ganz loser Koppelung

*) Das heißt $K^2 < \left(\frac{d_1 - d_2}{2\pi}\right)^2$ [57].

rapid steigt, wenn man die Koppelung etwas fester macht. Für die Fernwirkung ist es also günstig, mit dem Koppelungsgrad so weit zu gehen, als es die Schärfe der Resonanz irgend zuläßt.

106. Gekoppelte Sender für Antennen mit starker Dämpfung. Feste Koppelung.

Wo es sich um möglichst große Fernwirkung handelt ohne Rücksicht auf die Größe der Dämpfung, ist festere Koppelung*) im allgemeinen günstiger wegen der damit verbundenen Steigerung der Stromamplitude.

a. Man bekommt dann, gleichgültig, ob der Erregerkreis auf die Antenne abgestimmt ist oder nicht, zwei Schwingungen von verschiedener Frequenz und deshalb [24] auch verschiedener Stromverteilung auf der Antenne, von verschiedener Stromamplitude im Strombauch und verschiedenem Dekrement. Tatsächlich wird der Erregerkreis wohl stets auf das Sekundärsystem abgestimmt. Dann gilt [58 ff.]: die Schwingung mit der höheren Frequenz (kürzeren Wellenlänge) besitzt

1. größere Stromamplitude im Strombauch;

2. günstigere Stromverteilung auf der Antenne: die Kurve der Stromverteilung ist bei einer Einfachantenne von der Form der gestrichelten Kurve I in Fig. 214, für die Schwingung mit der längeren Wellenlänge dagegen von der Form der strichpunktiierten Kurve II.

Bei Antennen mit verstärkter Endkapazität weichen die beiden Kurven wenig voneinander ab;

3. ein Dekrement, das je nach den Umständen größer oder kleiner sein kann als dasjenige der Schwingung mit der längeren Wellenlänge, niemals aber viel von demselben verschieden ist.

Die Folge davon ist, daß die Wirkung auf einen Empfänger eine bessere und zwar zum Teil sehr viel bessere ist, wenn man den Empfänger auf die Schwingung mit der höheren Frequenz (kürzeren Wellenlänge) abstimmt.

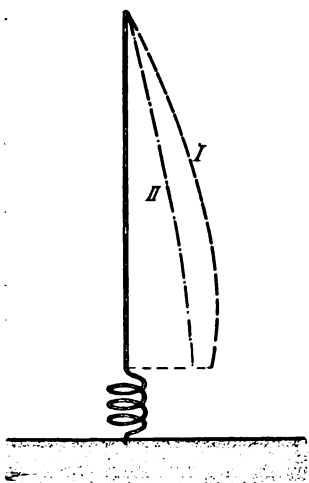


Fig. 214.

*) Das heißt $K^2 > \left(\frac{b_1 - b_2}{2\pi} \right)^2$ [58].

b. Ob es am günstigsten ist, den Kondensatorkreis genau auf die Antenne abzustimmen, muß nach 89 fraglich erscheinen. Es ist sehr wahrscheinlich, daß man eine bessere Wirkung der höheren Schwingung auf einen darauf abgestimmten Empfänger erzielt, wenn man dem Kondensatorkreis eine etwas höhere Frequenz gibt, als sie die Antenne vor der Koppelung besaß. Ob damit in der Praxis Versuche gemacht worden sind, ist mir nicht bekannt. Eine Steigerung der Wirkung um mehr als einige Prozent ist nach den Laboratoriumsversuchen kaum zu erwarten.

c. Nach 88 wird der **Stromeffekt** in einem Empfänger (Meßkreis), der auf die höhere Schwingung abgestimmt ist, ein Maximum für einen Koppelungsgrad, der zwischen 4 und 10 % liegt. Allein bei den Versuchen in 88 handelt es sich um einen Kondensatorkreis als Sekundärsystem, in der Praxis um einen offenen Sender, bei dem die Stromverteilung noch in Frage kommt. Bei Antennen mit verstärkter Endkapazität kann dies keinen großen Unterschied ausmachen, bei anderen aber wird die Stromverteilung für die schnellere Schwingung um so günstiger, je fester die Koppelung ist. Es ist demnach zu vermuten, daß eine etwas festere Koppelung bei Antennen günstiger ist*).

d. Die **Stromamplitude** im Strombauch der Antenne, von der die Fernwirkung in hohem Maße abhängt, bestimmt sich für die Schwingung mit der kürzeren Wellenlänge durch die Beziehung [61 a]:

$$J_{20}^I = \pi N^I \cdot \sqrt{C_1 C_2} \cdot \mathcal{Q}_{10}.$$

Bei vorgegebener Frequenz (Wellenlänge) ist es danach günstig, Antennen mit großer wirksamer Kapazität zu verwenden. Im Erregerkreis ist die Verwendung möglichst großer Kapazitäten ebenfalls angezeigt, falls genügend Energie zur Verfügung steht. Eine gewisse Grenze ist der Verwendung sehr großer Kapazitäten dadurch gesetzt, daß bei vorgegebener Frequenz mit der Vergrößerung der Kapazität eine Verkleinerung der Dimensionen der Strombahn notwendig wird, welche die Erreichung eines genügend hohen Koppelungsgrads in Frage stellen kann**).

*) In der Praxis wurde und wird mit den verschiedensten Koppelungsgraden gearbeitet. Die Ges. f. drahtl. Tel. gab früher an, daß sie in der Regel Koppelungen bis ca. 10 % benutze, ausnahmsweise aber auch sehr viel höhere Koppelungsgrade verwendet habe, und zwar mit sehr gutem Erfolge. Der Sender des Eiffelturms arbeitet mit 4,7 % Koppelung¹⁸⁾. Fleming¹⁾ nennt als Gebiet, in welchem die Koppelung sich bewegt, 30–70 %. Der Koppelungsgrad ist wohl ziemlich gleichgültig, wenn man nur nicht unter einer gewissen Grenze bleibt. Vermutlich wird der ungünstige Einfluß, den eine sehr feste Koppelung in mancher Beziehung hat, durch günstige Umstände, die sie nach anderer Richtung mit sich bringt, kompensiert.

**) Frei von diesem Mangel sind die Anordnungen, welche für diesen Fall F. Braun¹⁶⁾ unter dem Namen „Energieschaltungen“ vorgeschlagen hat.

Derselbe Grund kann zu induktiver oder gemischter Schaltung zwingen. Man bekommt unter Umständen mit direkter Schaltung nicht den genügend hohen Koppelungsgrad, wenn man nicht die Vorteile der großen Kapazität verlieren will.

107. Gekoppelte Sender für Antennen mit geringer Dämpfung.

a. Der Fall sehr loser Koppelung braucht bei Antennen, deren Dekrement unter 0,1 beträgt, nicht in Betracht gezogen zu werden. Der Zweck derselben ist ja, auf der Antenne Schwingungen herzustellen, welche nicht die hohe Dämpfung haben, welche den Eigenschwingungen der Antenne zukommt, sondern die niedrigere Dämpfung des Kondensatorkreises besitzen. Im vorliegenden Fall, wo der Kondensatorkreis nicht oder nur wenig geringere Dämpfung als die Antenne besitzt, würde dies ohne praktischen Nutzen sein.

b. Bezüglich der Koppelung liegen die Verhältnisse qualitativ wie bei Antennen mit stärkerer Dämpfung. Aus den Versuchen in 88 mit einem Kondensatorkreis als Sekundärsystem geht hervor, daß die günstigste Koppelung für den Stromeffekt ungefähr bei 6 % liegt. Bei Antennen, bei denen die Stromamplitude an verschiedenen Stellen sehr verschieden ist, kommt aber hinzu, daß die Stromverteilung für die Fernwirkung um so günstiger wird, je höher man die Koppelung treibt. Wie weit sich dadurch der günstigste Koppelungsgrad verschiebt, darüber liegen wohl zurzeit keine Versuche vor.

Aus den Erfahrungen in der Praxis muß man wohl schließen, daß der Koppelungsgrad entweder ziemlich gleichgültig ist oder aber von den Bedingungen des einzelnen Falles so stark abhängt, daß sich nichts Allgemeines sagen läßt. Nach einer Mitteilung der Ges. f. drahtl. Tel. sind mit einem Koppelungsgrad von 60 % sehr gute Resultate erzielt worden. Auf der anderen Seite besaß die Großstation Nauen derselben Gesellschaft einen Koppelungsgrad von 4 %.

c. Bezüglich der Art der Koppelung ist hervorzuheben, daß bei den Schirmantennen mit sehr großer wirksamer Kapazität auch für sehr feste Koppelung direkte Schaltung anwendbar bleibt. Man übersieht dies an der Hand der Beziehung [53 b]

$$K = \sqrt{\frac{\mathfrak{L}_{12}^2}{\mathfrak{L}_1 \mathfrak{L}_2}}$$

Wird die ganze Strombahn des Kondensatorkreises zur Koppelung benutzt und wird im Strombauch der Antenne gekoppelt, so ist annähernd $\mathfrak{L}_{12} = \mathfrak{L}_1$ und

$$K = \sqrt{\frac{\mathfrak{L}_1}{\mathfrak{L}_2}} = \sqrt{\frac{\mathfrak{C}_2}{\mathfrak{C}_1}},$$

d. h. man gelangt zu einer um so festeren Koppelung, je größer die wirksame Kapazität \mathfrak{C}_2 der Antenne ist.

108. Die technische Ausführung des Braunschen Senders.

a. Kondensatoren.

Die Bedingungen, denen die Kondensatoren zu genügen haben, sind:

1. große Durchschlagsfestigkeit;
2. geringe Größe und bequeme Form;
3. geringer Energieverbrauch durch dielektrische Hysteresis;
4. kein Sprühen.

Am besten werden diese Bedingungen durch Luft-, ganz besonders **Preßluftkondensatoren** erfüllt. Luftkondensatoren von Atmosphärendruck wurden von Marconi früher bei seinen transatlantischen Stationen Clifden und Glace-Bay benutzt; diese Stationen besaßen früher eine ungeheure Batterie von Luftkondensatoren von zusammen 1,6 MF, die zu einer Spannung von etwa 80 000 Volt geladen wurden. Preßluftkondensatoren der in Fig. 68 u. 69 S. 68 abgebildeten Form wurden von der Nat. El. Sign. Co. nach dem Vorschlag von Fessenden gelegentlich benutzt. Der Nachteil der Luftkondensatoren ist der, daß die geringe Dielektrizitätskonstante der Luft zu verhältnismäßig großen Dimensionen zwingt. In dieser Beziehung sind günstiger Kondensatoren, deren Dielektrikum aus gutem Flintglas besteht. Solche werden entweder in der Form von Plattenkondensatoren, die sich zur Vermeidung des Sprühens in einem Behälter mit gut isolierendem Öl befinden (de Forest, F. Ducretet und E. Roger¹⁶⁰), und, wie es scheint, jetzt auch Marconi bei seinen transatlantischen Stationen), oder sehr allgemein in der Form von **Leidenen Flaschen** verwendet (die in Fig. 70 S. 69 abgebildete Flaschenbatterie gehört zu einer Station der Ges. f. drahtl. Tel. von 500 km Reichweite). In der Eiffelturmstation werden **Moscicki-Kondensatoren** [39 b] verwendet⁴⁸).

Um den schädlichen Einfluß des Sprühens [86] herabzudrücken oder zu beseitigen, werden (z. B. von der Nat. El. Sign. Co.) die Flaschen in Öl getaucht, oder man gibt wenigstens den Flaschen eine lange schmale Form (Ges. f. drahtl. Tel.) und verwendet kombinierte Serien- und Parallelschaltung. In der Station **Nauen** der Ges. f. drahtl. Tel. waren z. B. früher drei Batterien von je 120 parallel geschalteten Flaschen (Kapazität jeder Batterie = za. 1,2 MF) in Serie geschaltet (Fig. 215).

b. Über die **Strombahn** der Kondensatorkreise läßt sich wohl kaum etwas Allgemeines sagen. Eine solche, wie sie die Ges. f. drahtl. Tel. für eine Station von 1000 km Reichweite früher baute, ist in Fig. 216 abgebildet. Sie besteht aus versilberten Kupferröhren; die Windungen sind zum Teil parallel geschaltet.

Bei den Strombahnen, die für die Anordnung Fig. 211 oder 212 bestimmt sind, sind die Anschlüsse A und B verschiebbar eingerichtet,

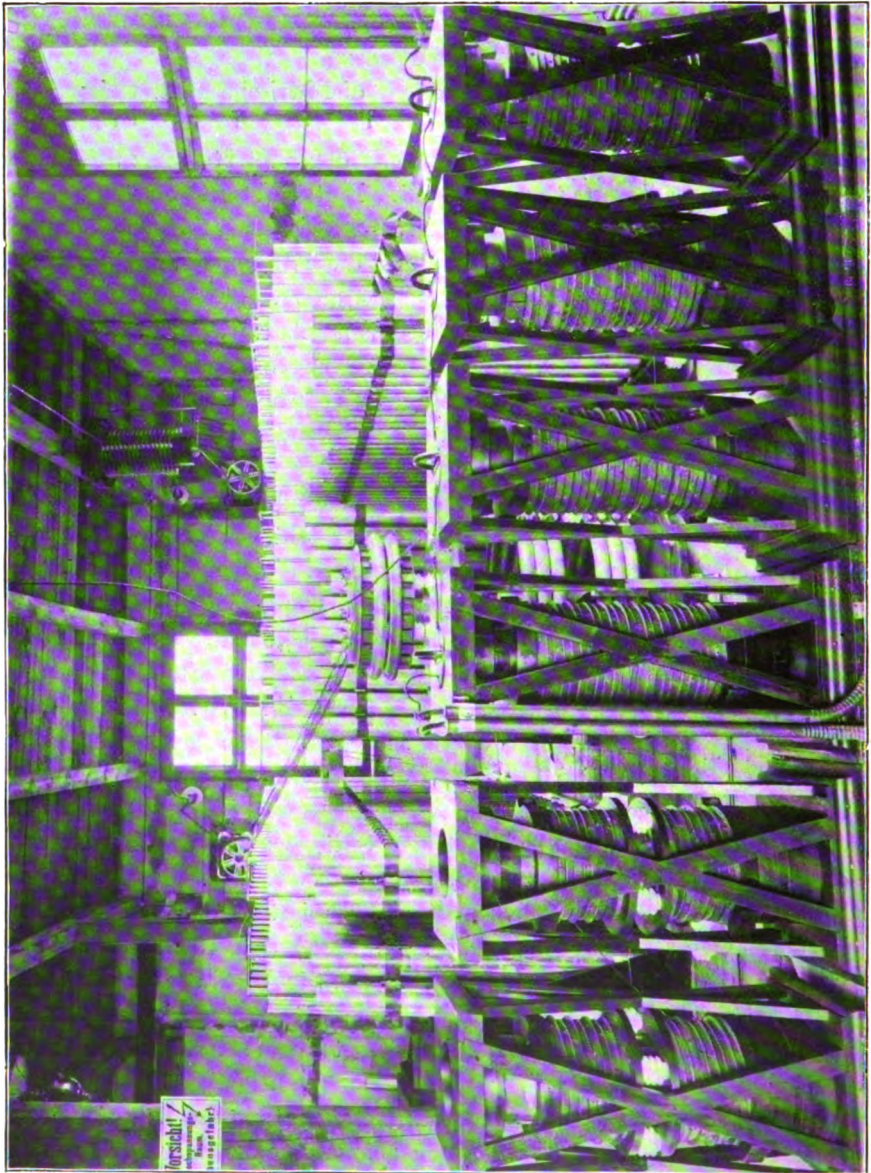


Fig. 215.

so daß die Frequenz und der Koppelungsgrad bequem einreguliert werden kann. Eine fast selbstverständliche Forderung ist es, die Strom-

bahn so zu legen, daß Wirbelströme in den Kondensatorbelegungen und in anderen Leitern möglichst vermieden werden.

c. Als Funkenstrecken werden solche mit festen und solche mit rotierenden Elektroden benutzt.

Funkenstrecken mit festen Elektroden sind so zu bauen, daß ihre Krümmungsradien möglichst groß sind und einer schädlichen Erwärmung derselben möglichst vorgebeugt wird. Sehr gut scheinen sich die ringförmigen Elektroden von sehr großer Dimension bewährt zu haben, welche die Ges. f. drahtl. Tel. eingeführt hat (Fig. 217). Häufig wird die

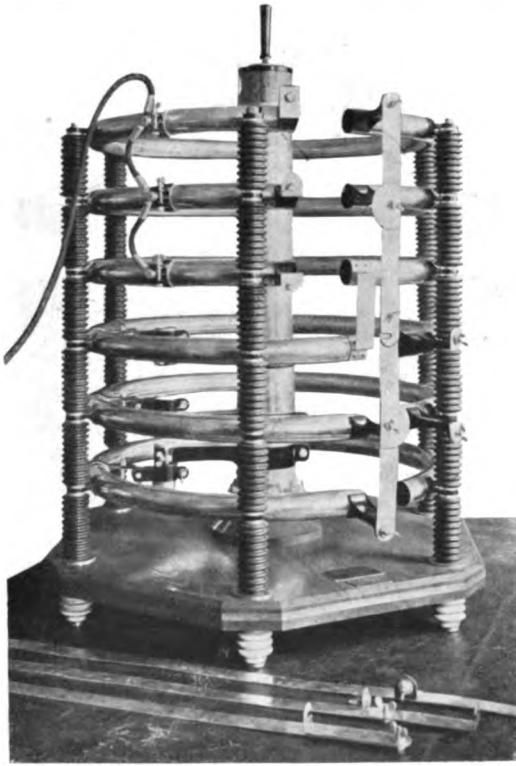


Fig. 216.

82)

Funkenstrecke in einen Kasten eingeschlossen, damit das ungeheure Geräusch, das mit der Entladung großer Kapazitäten bei großen Spannungen verknüpft ist, sich einigermassen dämpft. Das Umschließen der Funkenstrecke mit einem Kasten gestattet auch die Verwendung anderer Gase als Luft und ganz besonders höhere Drucke als Atmosphärendruck¹⁶⁷⁾.

Über Funkenstrecken mit rotierenden Elektroden und Luftgebläse vgl. 118.

§ 3. Löschfunken-Sender, Wien'scher Sender.

109. Allgemeines über Stosserregung.

Versteht man unter Stoßerregung ganz allgemein jede Methode, bei der die Vorgänge im erregenden Primärkreis kürzer andauern als die dadurch hervorgerufenen Schwingungen des Sekundärkreises, so kann man folgende Arten von Stoßerregung unterscheiden.

a. Auf eine Methode wurde schon in 56 b 2 aufmerksam gemacht. Wenn man ein verhältnismäßig stark gedämpftes Primärsystem in ganz loser Koppelung auf ein schwächer gedämpftes Sekundärsystem ein-

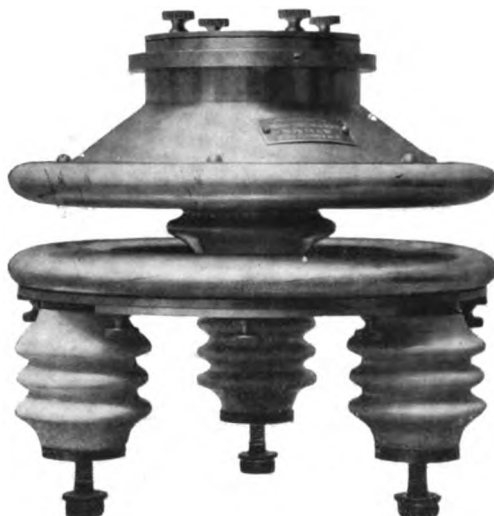


Fig. 217.

82,

wirken läßt, so erhält man im letzteren außer einer Schwingung vom Dekrement des Primärsystems eine solche von dem geringeren Dekrement des sekundären. Diese dauern noch fort, wenn die stark gedämpften Schwingungen des Primärsystems praktisch längst abgelaufen sind.

Diese Methode ist für Messungen zu einer Zeit vorgeschlagen worden, ehe man andere Arten von Stoßerregungen kannte (E. N e s p e r¹²¹). Für die Praxis der drahtlosen Telegraphie kann sie nicht in Betracht kommen. Starke Dämpfung, d. h. starker Energieverbrauch im Primärsystem, zusammen mit loser Koppelung, d. h. geringer Energieübertragung auf das Sekundärsystem, muß den Wirkungsgrad notwendig stark herabdrücken.

b. Bei weitem günstiger ist die Methode der L ö s c h f u n k e n. Hier verlöschen die Schwingungen im Primärkreis, nachdem derselbe Gelegenheit hatte, den größten Teil seiner Energie an das Sekundär-

system abzugeben. Das Prinzip dieser Methode ist in 62 ff., ihre technische Anwendung in 111 ff. besprochen.

c. Über eine Art mechanischer Löschwirkung durch rotierende Funkenstrecke vgl. 118 b und d.

d. Eine Stoßerregung im eigentlichsten Sinne des Wortes stellen die Anordnungen von Fig. 218 und 219 dar. Wenn durch den Unterbrecher A der Strom des Elements E zuerst geschlossen

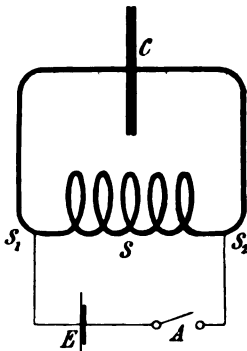


Fig. 218.

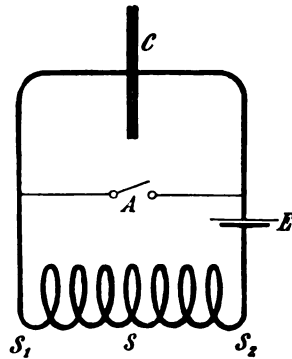


Fig. 219.

und dann plötzlich unterbrochen wird, so besitzt die Stromkurve bei der Unterbrechung ungefähr den Verlauf der Kurve J in Fig. 220. Infolge davon wird in der Spule S eine EMK von der Art der Kurve E in Fig. 220 und infolge davon ein Strom induziert. Dadurch wird der Kondensator C geladen und die Entladung erfolgt in den Eigenschwingungen des Kondensatorkreises (G. Eichhorn¹⁰⁸). Während also bei der Löschfunkenmethode im Primärsystem Schwingungen vorhanden sind, die verhältnismäßig rasch erlöschen, ist es bei dieser eigentlichen Stoßerregung ein aperiodischer Vorgang, welcher die Schwingungen des Sekundärsystems erregt.

Die Vorzüge dieser Methode für Messungen wurden schon in 78 d hervorgehoben. Wesentlich dabei ist ein gut arbeitender Unterbrecher. Sehr gut geeignet sind die „Saitenunterbrecher“. Bei ihnen ist der Kontakt an einer Saite befestigt, die elektromagnetisch in Schwingungen versetzt wird*).

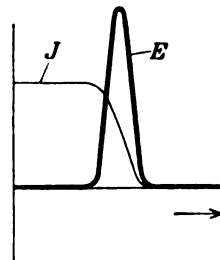


Fig. 220.

*) Solche werden speziell für die vorliegende Methode z. B. von der Ges. f. drahtl. Tel., von der Firma C. Lorenz und von Rob. W. Paul (New Southgate, London) angefertigt.

Praktisch verwendet wird diese Anordnung in den sogenannten „*Stationsprüfern*“, Kondensatorkreisen von veränderlicher Frequenz, deren Schwingungen mit ganz geringen Amplituden erregt werden sollen.

In Fig. 221 ist ein solcher der Ges. f. drahtl. Tel. abgebildet. Die Schaltung ist diejenige von Fig. 218. Die Unterbrechung und den Schluß des Gleichstroms besorgt ein nach Art einer elektrischen Klingel konstruierter Unterbrecher (rechts Fig. 221). — Vielfach sind die Wellenmesser z. B. derjenige von C. Lorenz und der neuere der Ges. f. drahtl. Tel. als Stationsprüfer unmittelbar eingerichtet.

e. Die eigentliche Stoßerregung (d) oder auch einen Zwischenfall zwischen den Löschfunken und der eigentlichen Stoßerregung kann

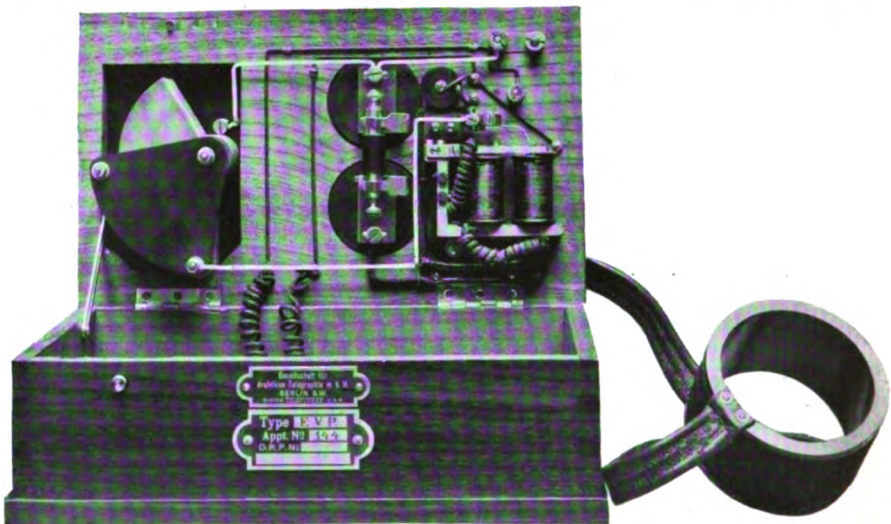


Fig. 221.

man auch bei Verwendung eines Kondensatorkreises als Primärsystem erhalten, wenn die Schwingungen des Kondensatorkreises schon beim ersten Durchgang durch Null oder nach ganz wenigen Schwingungen erlöschen. Dieser Zustand tritt unter Umständen bei Wasserstofffunkenstrecken (B. Glatzel¹⁶⁹) und besonders bei unsymmetrischen Funkenstrecken*), bis zu einem gewissen Grade auch bei Quecksilberbogenlampen ein, und zwar auch dann, wenn der Kondensatorkreis mit keinem Sekundärsystem gekoppelt ist. Das Erlöschen der Funkenstrecke ist also hier nicht durch die Rückwirkung des Sekundärsystems bedingt.

*) S. Eisenstein¹⁷⁰) — heiße Kathode, kalte Anode; L. E. Chaffee — Aluminium-Kathode, Kupfer-Anode in Wasserstoff. — Auch bei Funkenstrecken mit symmetrischen Metallelektroden kann dieser Fall eintreten⁹³).

In diesem Fall ist natürlich auch das Eintreten reiner Löschwirkung unabhängig vom Koppelungsgrad. Man kann denselben so weit treiben, als es die Anordnung des Primär- und Sekundärkreises irgend zuläßt.

E. L. Chaffee²⁾ ist es gelungen, durch eine derartige Funkenstrecke im Sekundärsystem kontinuierliche Schwingungen zu erzeugen*), und zwar noch bei einer Frequenz von etwa $3 \cdot 10^6/\text{sec.}$ ($\lambda = \text{etwa } 100 \text{ m.}$). Zu diesem Zweck reguliert er sein Primärsystem und den Speisestrom so ein, daß z. B. stets nach drei Perioden der Sekundärschwingungen eine Entladung des Primärkreises erfolgt. Durch die erste Entladung des Primärkreises werden die Schwingungen des Sekundärsystems erregt und fallen in den nächsten zwei Perioden etwas ab, werden aber in der dritten Periode dann wieder in richtiger Phase angestoßen.

110. Die Schaltung.

a. Die Schaltung beim Wienschen Sender (Fig. 222) ist dieselbe wie beim Braunschen Sender. Mit dem Kondensatorkreis, der die Löschfunkenstrecke enthält, ist die Antenne induktiv oder direkt gekoppelt¹⁷¹⁾.

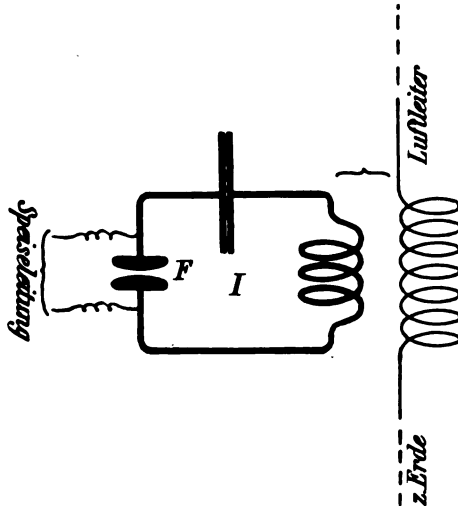


Fig. 222.

Während der Koppelungsgrad beim Braunschen Sender in ziemlich weiten Grenzen willkürlich ist, muß hier zur Erzielung des höchsten Wirkungsgrades möglichst der kritische Koppelungs-

*) R. C. Galletti^{170 a)} hat, wie es scheint, das ebenfalls erreicht durch eine eigentümliche Schaltung mit mehreren Kondensatorkreisen und Funkenstrecken, die nacheinander in Funktion treten.

grad der betreffenden Funkenstrecke eingestellt werden. Er beträgt bei guten Löschfunkenstrecken etwa 20 %*).

Um ihn auch bei Änderung der Wellenlänge konstant zu halten, verfährt die Ges. f. drahtl. Tel. folgendermaßen¹⁶⁰⁾ (Fig. 223): Der Kondensatorkreis enthält eine Spule L_1 , deren Selbstinduktionskoeffizient denjenigen der übrigen Teile des Primärkreises weit überwiegt. Die Spule wird zur direkten Koppelung der Antenne benutzt. Die Änderung der Wellenlänge geschieht durch Änderung des Selbstinduktionskoeffizienten dieser Spule (tatsächlich wird sie durch ein Rendahlsches Variometer gebildet), die Abstimmung des Antenne auf den Primärkreis durch die Abstimmungsspule L_2 .

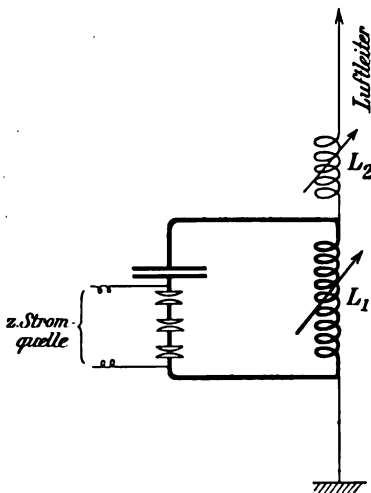


Fig. 223.

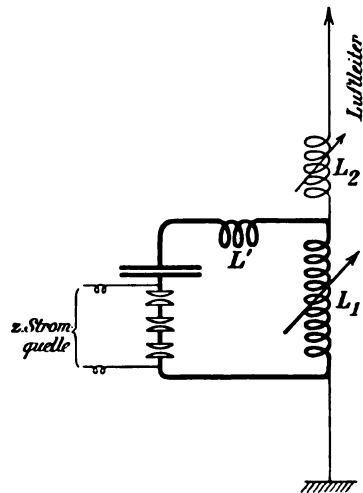


Fig. 224.

Unter diesen Umständen ist der Koppelungskoeffizient konstant und unabhängig von der Wellenlänge. Es ist nämlich

$$K = \sqrt{\frac{L_{12}^2}{L_1 L_2}} = \sqrt{\frac{G_1^2}{L_1 L_2}} = \sqrt{\frac{G_1}{L_2}} = \sqrt{\frac{G_2}{G_1}}$$

da bei Abstimmung $G_1 L_1 = G_2 L_2$ [3, 27] sein muß.

Tatsächlich ist es günstig für kürzere Wellenlängen die Koppelung etwas loser zu machen. Zu diesem Zweck schaltet man in den Primärkreis noch eine

*) Daß bei manchen Löschfunkenstrecken mehrere kritische Koppelungsgrade vorhanden sind, ist in 64 b besprochen worden. Man wählt natürlich denjenigen, welcher den größten Stromeffekt im Sekundärsystem ergibt.

Bei den in 109 e besprochenen Funkenstrecken kann man mit der Koppelung weit über 20 %, eventuell bis 40 % und darüber gehen. Aus den bisherigen Arbeiten geht aber nicht hervor, daß dadurch ein besserer Wirkungsgrad erzielt würde als bei gewöhnlichen Löschfunkenstrecken.

Spule L' ein (Fig. 224), die nicht zur Koppelung benutzt wird und deren Selbstinduktionskoeffizient nicht bei langen Wellen (L_1 sehr groß), wohl aber bei kürzeren Wellen (L_1 klein) gegen L_1 in Betracht kommt.

b. Die ausgesandten Schwingungen sind im wesentlichen die Eigenschwingungen der Antenne. Damit sie im Empfänger scharfe Resonanz geben, soll ihre Dämpfung möglichst klein gehalten werden. Man verwendet demgemäß wohl nur Antennen mit stark verminderter Strahlungsdämpfung [98] und sorgt dafür, daß deren Verluste möglichst stark herabgedrückt werden, um den Wirkungsgrad der Antenne nicht unnötig zu schädigen [99].

Wollte man Antennen mit starker Strahlung und damit auch starker Eigendämpfung verwenden und trotzdem die Dämpfung der aus-

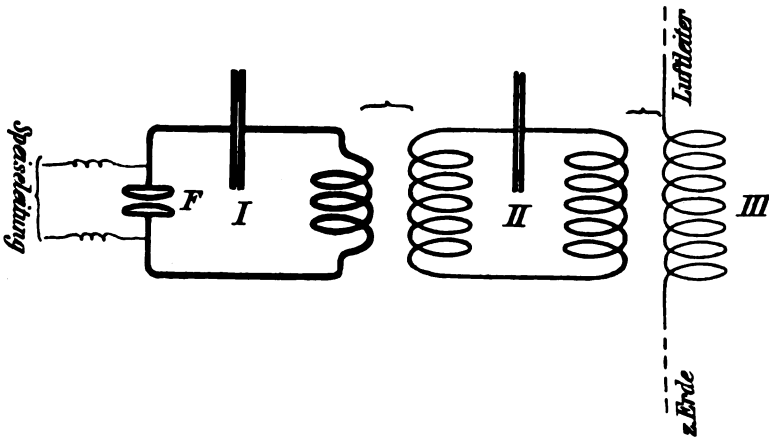


Fig. 225.

gesandten Schwingungen verhältnismäßig niedrig halten, so könnte man dies durch die Schaltung Fig. 225 erreichen. Man läßt den Löschfunkenkreis auf einen schwach gedämpften Kondensatorkreis (den „Zwischenkreis“ II) und diesen in loser Koppelung auf die Antenne induzieren. Die Verhältnisse für den Zwischenkreis II und die Antenne III liegen dann wie für einen Braunschen Sender bei loser Koppelung [105]: man kann erreichen, daß die von der Antenne ausgesandten Schwingungen praktisch die schwache Dämpfung des Zwischenkreises haben.

In der Praxis ist man vom Zwischenkreis, der eine erhebliche experimentelle Komplikation darstellt, abgekommen¹⁶⁰⁾. Man zieht es vor, die geringe Dämpfung der ausgesandten Wellen durch schwache Dämpfung der Antenne selbst herzustellen. Für diesen Fall würde aber ein Zwischenkreis nur dann einen Vorteil bedeuten, wenn sein Dekrement viel kleiner als 0,05, mindestens 0,01–0,005 wäre. Das ist zwar mit allen Vorsichtsmaßnahmen bei Laboratoriumseinrichtungen, dagegen kaum bei technischen Anlagen zu erreichen.

111. Die technischen Löschkunksender.

Der praktischen Verwendung der Quecksilberbogenlampe und der Löschröhren [63] steht die geringe Lebensdauer, die sie bei der bisherigen Ausführungsform besitzen, im Wege. Diejenigen Löschkunksstrecken, die Eingang in die Praxis, zum Teil allerdings nur für kurze Zeit, gefunden haben, gehören alle der Gattung der kurzen Metallkunksstrecken an.

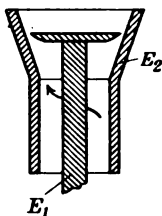


Fig. 226.

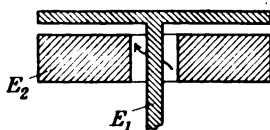


Fig. 227.

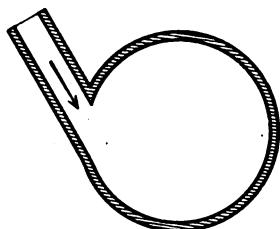


Fig. 228.

Mit einem Teil dieser Kunksstrecken — sie werden zum Teil als „Hochfrequenz-Generatoren“ bezeichnet — glaubten die Erfinder, die mit sehr hoher Kunkszahl arbeiteten, ungedämpfte Schwingungen zu erhalten. Tatsächlich wirken dieselben aber wohl unter den Bedingungen, unter denen tatsächlich gearbeitet wurde, alle als Löschkunksstrecken.

a. Die Kunksstrecke der Badischen Anilin- und Soda-fabrik (von Koch)¹⁷²⁾ besitzt zwei konzentrische Metallelektroden (Fig. 226, 227) in ganz geringem Abstand, zwischen denen ein Luftwirbel hindurchgeblasen wird.

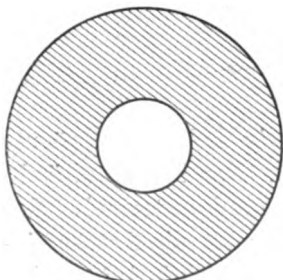


Fig. 229.

Hergestellt wird derselbe dadurch, daß man in den zylindrischen oder konischen Raum zwischen den beiden Elektroden die Luft tangential einbläst, wie es in Fig. 228 für einen einfachen Fall schematisch dargestellt ist. Die Vorteile des Luftwirbels sind die folgenden:

1. Die Elektroden werden intensiv gekühlt.
2. Der Funke wird auf der Elektrode im Kreis herumgejagt und geht infolge davon immer an neuen, von dem vorhergehenden Funken nicht erhitzten Stellen über. Man erreicht also dadurch in einfacher Weise nahezu dasselbe, wie mit rotierenden Elektroden: Regelmäßigkeit der Entladung, Erhöhung der Zündspannung und dadurch auch der Energie.

3. Die Kunksstrecke wird rasch entionisiert und dadurch die Zündspannung erhöht, das Entstehen von Flammenbögen verhindert.

Zur Erhöhung der Löschwirkung reicht im allgemeinen ein Luftgebläse, wenn es nicht ganz außerordentlich stark ist, nicht aus (H. Rau⁸⁸⁾). Die Luftgeschwindigkeiten, die man ohne Anwendung extremer Mittel erhält, sind

zu klein, um in der für die Entionisierung zur Verfügung stehenden kurzen Zeit [vgl. 65 b] die Luft genügend zu erneuern. Bei Anwendung sehr starker Gebläse ist es allerdings möglich, die Löschwirkung erheblich zu steigern und selbst bei Funkenstrecken von mehreren Millimetern Länge Löschwirkung zu erreichen unter solchen Bedingungen, unter denen ohne Gebläse Koppelungswellen entstehen würden (B. Glatzel, Pichon¹⁷³).

b. Die „Plattenfunkenstrecke“¹⁷⁴) von E. v. Lepel¹⁷⁵). Die beiden Elektroden bestehen aus zwei Metallplatten, die in einem

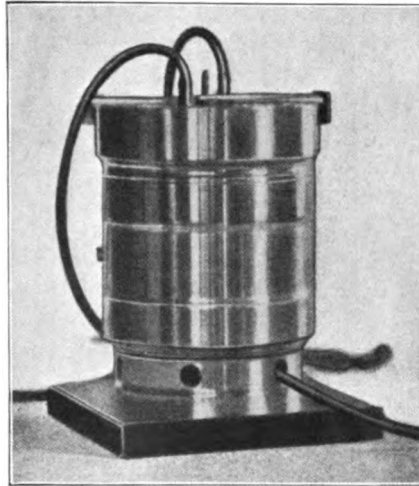


Fig. 230.

175)

sehr geringen, fein regulierbaren Abstand einander gegenüberstehen. Zwischen beiden befindet sich ein Papierring (Fig. 229) aus gut ausgewähltem Material. Der Funke geht in dem Ausschnitt desselben und zwar vorzugsweise an dem Papierrand über und brennt das Papier allmählich immer mehr ab. Vermutlich bietet das Papier den Vorteil, daß

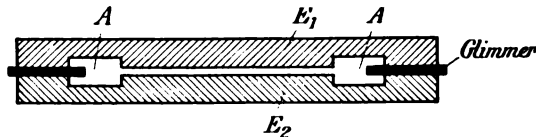


Fig. 231.

bei den niedrigen Spannungen, die v. Lepel verwendet (zum Teil nur 220 Volt Gleichstrom), der Funke nicht oder nicht regelmäßig einsetzen würde. Eine Außenansicht einer solchen Funkenstrecke, deren Elektroden für Wasserkühlung eingerichtet sind, gibt Fig. 230.

c. Besondere Verdienste um die technische Ausbildung der Plattenfunkenstrecke hat sich die Ges. f. drahtl. Tel.¹⁷⁶) erworben. Bei ihrer

Funkenstrecke, die in Fig. 231 schematisch im Schnitt abgebildet ist, bestehen die Elektroden aus silberplattiertem Kupfer. Zwischen den Rändern der Platten befindet sich ein Glimmerring, der zur Isolation und gleichzeitig zum Luftabschluß dient. Die Ausdrehung A A soll verhindern, daß der Funke an den Rand des Glimmringes

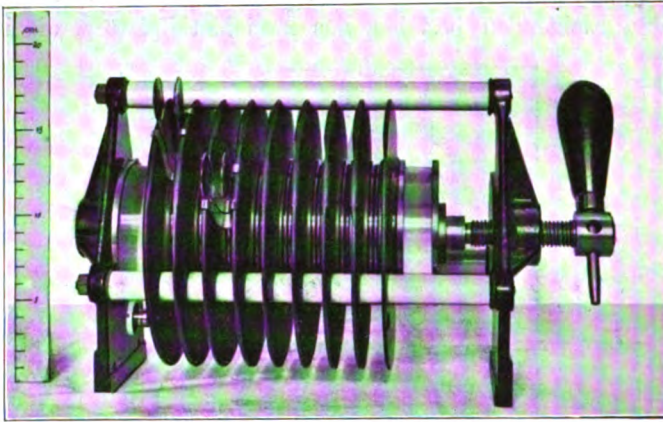


Fig. 232.

82)

geht. Der Abstand der beiden Elektrodenflächen ist sehr klein, etwa 0,2 mm.

Da die verwendbare Spannung und damit auch die Energie der einzelnen Schwingungen bei dem kleinen Abstand der Elektroden nur



Fig. 233.

51)

sehr gering sein kann, so verwendet die Ges. f. drahtl. Tel. ihre Funkenstrecken stets als „Serienfunkenstrecken“, d. h. sie schaltet mehrere, z. B. 12, Elemente der in Fig. 231 gebildeten Form hintereinander (Fig. 232).

Mit diesen Löschfunkenstrecken sind vorzügliche Resultate erzielt worden. Daß dieselben besonders günstig sind, kann auch nicht ver-

wundern. Die Plattenfunkenstrecke bietet wohl unter allen Löschfunkenstrecken, mindestens denjenigen mit festen Elektroden, die günstigsten Bedingungen. Wenn die Ionen aus der Funkenbahn herausgelangen, befinden sie sich stets in unmittelbarer Nähe einer leitenden Fläche, an die sie durch Adsorption oder durch die Wirkung eines zwischen den Platten vorhandenen elektrischen Feldes hingetrieben werden. Infolge davon ist es möglich, auch bei verhältnismäßig großen Energiemengen den Koppelungsgrad bis auf etwa 20 % zu steigern und dadurch einen besonders günstigen Wirkungsgrad zu erreichen.

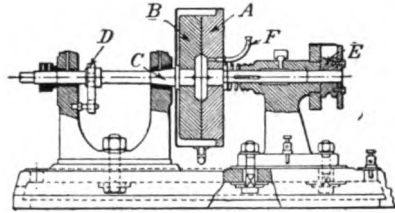


Fig. 234.

In technischer Beziehung haben diese Funkenstrecken den Vorteil, daß sie kaum einer Wartung und Nachregulierung bedürfen. Der Funke wandert fortgesetzt auf der Elektrode herum, so daß sich dieselbe sehr gleichmäßig und dadurch auch sehr langsam abnutzt. Sie braucht deshalb nur sehr selten gereinigt zu werden. Die Serienschaltung gestattet ferner, die Energie der ausgesandten Schwingungen bequem zu variieren. Man braucht nur einen Teil der Funkenstrecken kurz zu schließen, um die Energie der ausgesandten Schwingungen nach Belieben zu verkleinern, wenn dies mit Rücksicht auf die Detektoren einer verhältnismäßig nahe gelegenen Empfangsstation notwendig ist.

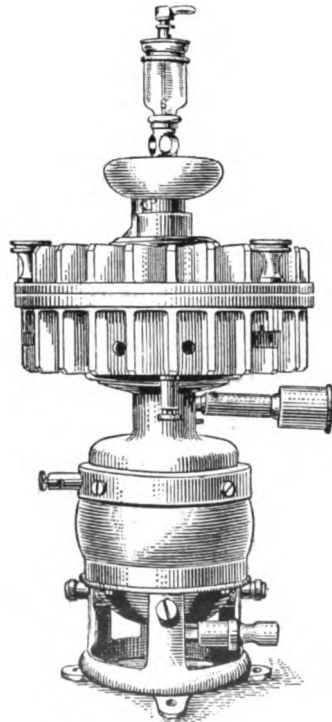


Fig. 235.

d. Bei der Funkenstrecke der Firma C. Lorenz (O. Scheller)¹⁷⁷⁾ (Fig. 233) haben die Elektroden nicht die Form von ebenen Platten, sondern von zwei ganz oder nahezu konzentrischen Kugelflächen. Auch in diesem Fall ist der Abstand der beiden Elektroden an allen Stellen ungefähr derselbe.

e. Die Funkenstrecke von W. Peuckert¹⁷⁸⁾ gehört zu den Plattenfunkenstrecken, mit der Eigentümlichkeit, daß mindestens eine der beiden Elektroden rotiert.

Zwei Ausführungsformen sind in den Fig. 234 u. 235 abgebildet. Bei der ersten Ausführungsform (Fig. 234) sind die Platten A und B vertikal. An der festen befindet sich eine Zuleitung, durch welche man Öl zwischen die Platten einführt, das sich in dem Raum zwischen den beiden Platten ausbreitet. Bei der zweiten Ausführungsform (Fig. 235) ist die Ebene der Platten horizontal. Man stellt zwischen ihnen eine wasserstoffhaltige Atmosphäre dadurch her, daß man aus einem Tropfgefäß oben Alkohol zwischen die Platten tropfen läßt. Die Peuckertsche Funkenstrecke, die kurze Zeit von der sogenannten Polyfrequenz-Elektrizitätsgesellschaft gebaut wurde, zeichnet sich durch eine bemerkenswerte Regelmäßigkeit der Schwingungen aus.

112. Die technische Ausführung des Wienschen Senders.

a. In den Fig. 236, 237, 238 sind drei Löschfunkensender von Stationen der Ges. f. drahtl. Tel.¹⁷⁹⁾ abgebildet. Die der Fig. 236 beigegebene Erklärung*) genügt wohl auch zum Verständnis der beiden anderen Figuren. Was bei diesen Stationen ins Auge fällt, ist vor allem die Einfachheit. Man braucht nur die Fig. 238, welche den Löschfunkensender der Großstation N a u e n darstellt, mit dem früheren

- *) 2 = Sicherung für Gleichstrom 40 Amp.
- 3 = Schalter für Gleichstrom.
- 4 = Voltmeter-Umschalter.
- 5 = Voltmeter 250 Volt.
- 6 = Anlasser.
- 7 = Tourenregulator.
- 8 = Gleichstrommotor 4 PS., 110 Volt, 1500 Touren.
- 10)
- 11) = Hochfrequenzsicherungen (Kondensatoren).
- 12)
- 13 = Wechselstromgenerator 2 KW., 250 Volt, 500 Perioden.
- 15 = Schiebewiderstände für Erregung des Wechselstromgenerators.
- 16 = Sicherung für Wechselstrom 30 Amp.
- 17 = Schalter für Wechselstrom.
- 18 = Ampèremeter für Wechselstrom 50 Amp.
- 20 = Taster.
- 21 = Drosselspule für die Speiseleitung.
- 22 = Transformator 220/8000 Volt.
- 23 = Löschfunkenstrecke achteilig.
- 24 = Erregerkapazität ca. $27 \cdot 10^{-3}$ MF.
- 25 = Erregerselbstinduktion.
- 26 = Antennen-Ampèremeter 20 Amp.
- 28 = Antennenvariometer.
- 30 = Antennenverkürzungskapazität.
- 33 = Empfangsapparat.
- 34 = Primäre Transformatorspule des Empfängers.
- 42 = Telephon.

Braun'schen Sender (Fig. 215, S. 214) derselben Station zu vergleichen, um dies einzusehen. Diese Einfachheit ist hauptsächlich dadurch möglich geworden, daß man bei Löschfunkensendern verhältnismäßig geringe Spannungen, z. B. bei der 1,5 KW.-Station von Fig. 236 nur 8000 Volt,

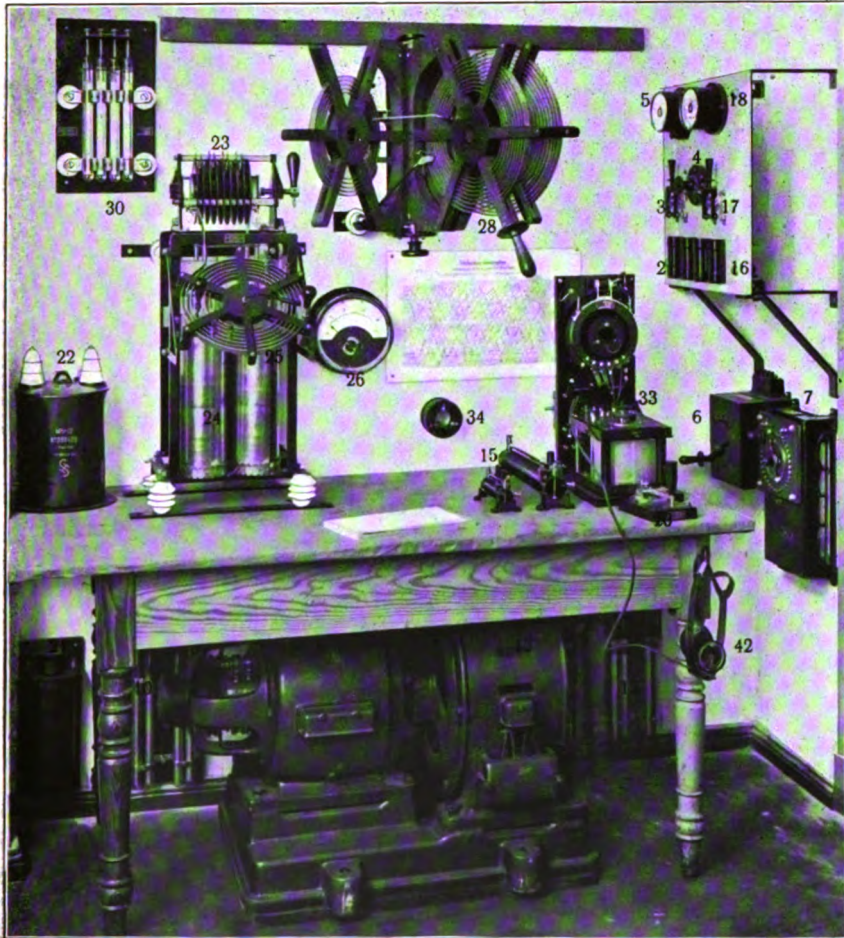


Fig. 236. 1,5 KW.-Station.

82)

verwendet. Dadurch ist die Notwendigkeit der Serienschaltung von Kondensatoren weggefallen. Es ist sogar möglich geworden, die außerordentlich handlichen Glimmer- oder Papierkondensatoren zu benutzen. Der Nachteil derselben, der große Energieverbrauch, fällt beim Löschfunkensender lange nicht so sehr ins Gewicht, wie beim Braun'schen. Da die Schwingungen des Primärkreises schon nach wenigen Perioden

erlöschen, kommt es nicht so sehr darauf an, ob die Kondensatoren pro Periode etwas mehr Energie verbrauchen, zumal da dieser Energie-

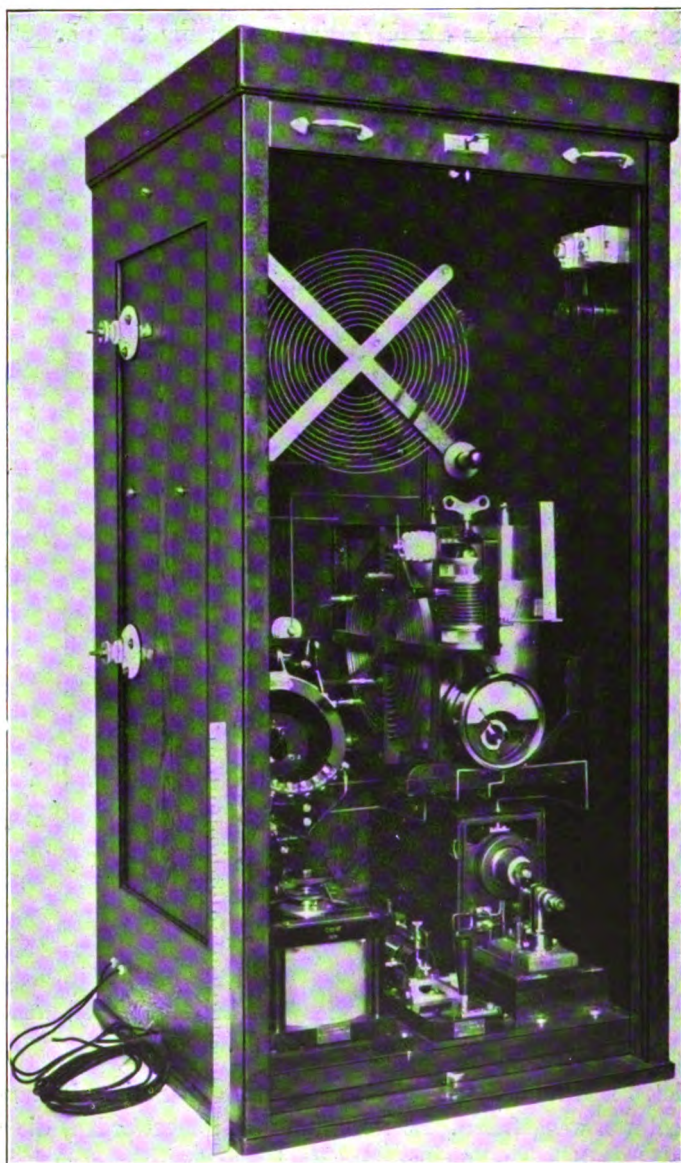


Fig. 237. Kleine Schiffsstation für ca. 0,2 KW.

82)

verbrauch gegen denjenigen in der Löschfunkenstrecke kaum in Betracht käme. Immerhin wird man, wenn kein Zwang zu einer besonderen Be-

schränkung des Raumes vorliegt, guten Leidener Flaschen, Luft- oder Ölkondensatoren den Vorzug geben, um den Wirkungsgrad möglichst



Fig. 238. Löschfunktensender der Station Nauen.

hoch zu treiben. Man kann dies um so mehr, als die geringe Spannung erlaubt, die Dimensionen derselben verhältnismäßig klein zu halten.

b. Die Schaltung ist schon in 110 besprochen worden; sie ist wohl meist diejenige von Fig. 224. Zur Änderung der Wellenlängen in weiten Grenzen wird jedenfalls zum Teil die Methode verwendet, einen Kondensator in (Fig. 236 die kleine, mit 30 bezeichnete Batterie Leidener Flaschen) für die kurze Welle in die Antenne, für die lange Welle parallel zu einer in die Antenne eingeschalteten Spule zu legen [98 c].

§ 4. Allgemeines über Sender für gedämpfte Schwingungen.

113. Betrieb mit unterbrochenem Gleichstrom.

Für kleinere Stationen ist ziemlich gebräuchlich die Verwendung von Funkeninduktoren mit unterbrochenem Gleichstrom.

Vom Funkeninduktor muß weniger hohe Spannung, als ziemlich große Elektrizitätsmenge bei mäßiger Spannung verlangt werden. Die Verhältnisse liegen also wesentlich anders als beim Betrieb von Röntgenröhren.

Als Unterbrecher genügt für geringe Ströme der Hammerunterbrecher. Er verbraucht wenig Platz und Energie und ist deshalb noch heute bei kleinen fahrbaren Stationen und Luftschiffsendern, bei kleineren Schiffsstationen auch für Löschfunktensender (vgl. Fig. 237), in diesem Falle mit hoher Unterbrechungszahl, in Benutzung.

Für verhältnismäßig starke Ströme haben sich sehr gut bewährt die Quecksilberturbinenunterbrecher. Eine Ausführungsform der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft ist in Fig. 239 abgebildet; die Konstruktion des Unterbrechers darf wohl als bekannt vorausgesetzt werden. Die Vorteile des Unterbrechers, insbesondere auch für Messungen, sind: 1. er unterbricht verhältnismäßig starke Ströme sehr regelmäßig; 2. die Umdrehungszahl des Motors und damit die Unterbrechungszahl ist unabhängig von der Stärke des Stroms, der unterbrochen werden soll.



Fig. 239.

114. Betrieb mit Wechselstrom.

Der Nachteil des Betriebs mit Funkeninduktor und unterbrochenem Gleichstrom ist der, daß man schwer genügende Elektrizitätsmengen bekommt, um große Kondensatoren auf hohe Spannungen zu laden.

Es liegt deshalb nahe, Wechselstrom und technische Wechselstromtransformatoren zu verwenden. Der Betrieb mit Wechselstrom gestaltet sich verschieden, je nachdem es sich

1. um gewöhnliche Funkenstrecken (Braun'schen Sender) oder
2. um Löschfunkenstrecken (Wien'schen Sender) handelt.

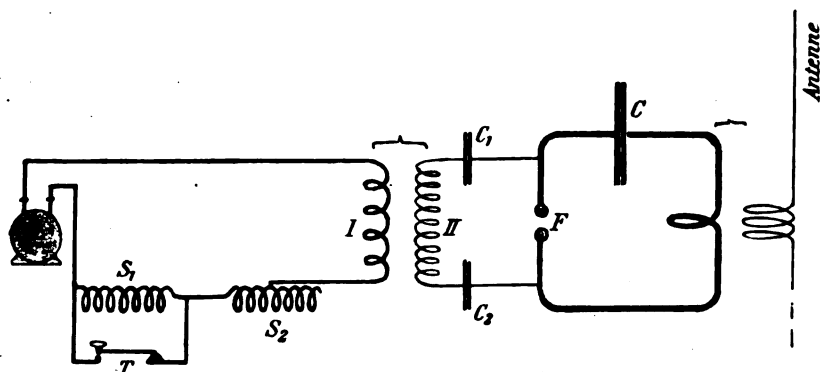


Fig. 240.

a. Würde man in dem ersten Fall (Braun'scher Sender), wo man im allgemeinen mit sehr hohen Spannungen arbeitet, einfach die Primärschule des Transformators an die Maschine, die Sekundärschule

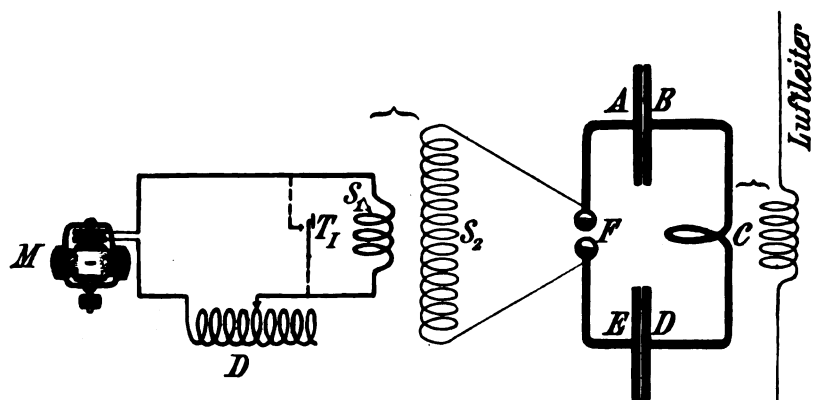


Fig. 241.

an die Funkenstrecke anlegen, so würde man folgende Nachteile erhalten:

1. Der Wechselstromtransformator würde noch Strom nachliefern, nachdem die Schwingungen im Primärkreis schon abgelaufen sind. Das führt zur Bildung von Lichtbögen. Durch diese werden die Elektroden stark erhitzt, die Funkenstrecke unnötig lange ionisiert und dadurch die Zündspannung und damit auch die Anfangsamplitude der Schwingungen erniedrigt.

2. Durch den Funken wird die Sekundärspule des Wechselstromtransformators nahezu kurz geschlossen. Das kann die Sekundärspule schädigen und auch eine sehr ungünstige Rückwirkung auf den Primärstromkreis zur Folge haben.

Der in 2. angegebene Übelstand läßt sich jedenfalls zum Teil vermeiden durch Einschalten von Kondensatoren ($C_1 C_2$ Fig. 240)*) oder Drosselspulen in die Leitung zwischen den Sekundärpolen des Transformators und der Funkenstrecke, ebenso durch Einschalten genügend kräftiger Drosselspulen (S_2 Fig. 240) in den Primär- oder Sekundärkreis des Transformators.

Bezüglich des in 1. genannten Nachteils liegen die Verhältnisse verschieden, je nachdem mit sehr hohen Entladungszahlen — z. B. 500 bis 2000 pro Sekunde für „Tonsender“ (Methode der tönenden Funken) — oder mit geringen, etwa 5—25/sec., gearbeitet wird. Im ersten Falle

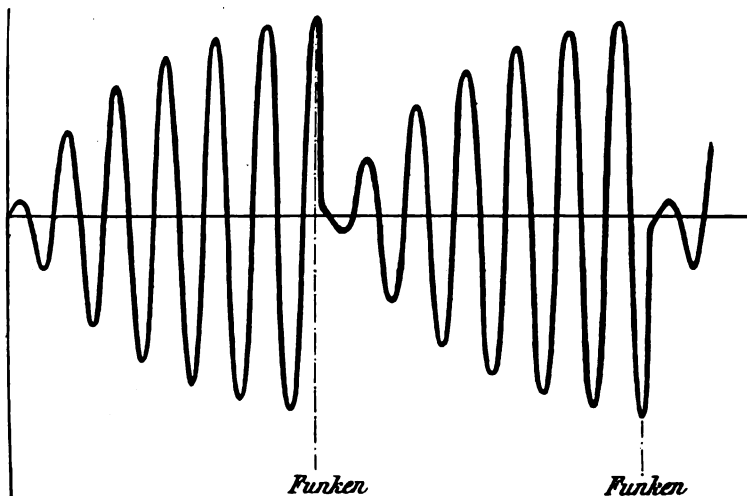


Fig. 242.

ist wohl die Verwendung von rotierenden Funkenstrecken [118 b], wenn die Energiemengen einigermaßen groß sind, unerlässlich.

Im zweiten Fall lassen sich in sehr geschickter Weise sämtliche Mängel des Betriebs mit Wechselstrom umgehen durch eine Anordnung⁶⁸⁾, welche von der Ges. f. drahtl. Tel., welche sie verwandte, als „Induktorresonanz“, auch als „Resonanzinduktor“ oder „Resonanztransformator“, bezeichnet wurde.

Der Transformator (Funkeninduktor) besitzt offenen Eisenkern; an seine Pole ist in gewöhnlicher Weise der Kondensatorkreis angeschlossen (Fig. 241). Die Funkenstrecke F ist so eingestellt, daß die normale Sekundärspannung bei weitem nicht ausreicht, um sie zu durchschlagen. Man hat dann den in 67 bzw.

*) Schaltung, die früher bei der Poldhu-Station Marconis zur Verwendung kam.

68 besprochenen Fall: ein ungedämpft schwingendes Primärsystem (Anker der Wechselstrommaschine, Spule D, Primärspule S_1 des Induktors) gekoppelt mit einem Kondensatorkreis (Sekundärspule S_2 des Induktors — A B C D E). Sorgt man dafür, daß die beiden Kreise in Resonanz sind, so ist der Verlauf der Schwingungen, wenn man den Primärstrom schließt, ungefähr der in Fig. 242 dargestellte. Die Strom- und damit auch die Spannungsamplitude steigt mit jeder Periode höher an und zwar weit über den normalen, dem Übersetzungsverhältnis des Transformators entsprechenden Wert der Spannung hinaus, bis nach einer Anzahl Perioden die Spannung so groß geworden ist, daß bei F ein Funke überschlägt und damit der Kondensatorkreis F A B C D E F in schnelle Schwingungen gerät.

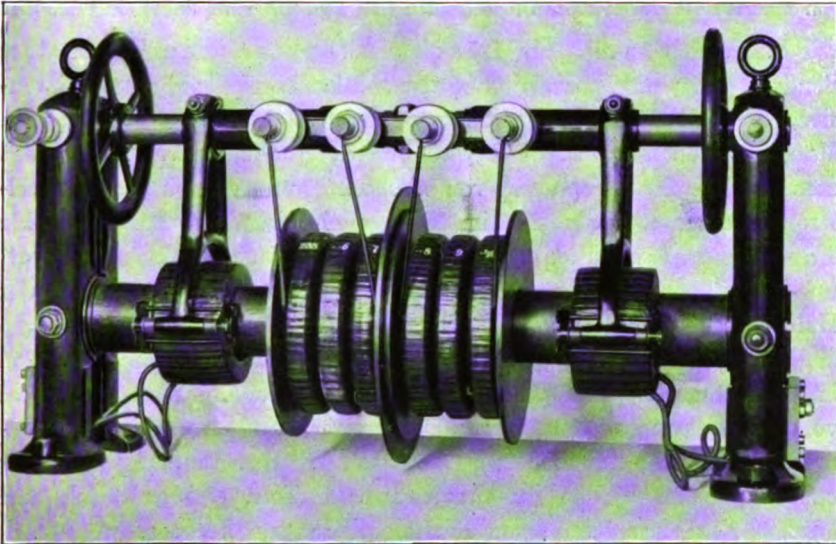


Fig. 243.

60)

Durch diese Schwingungen wird die Energie, die sich im Kondensatorkreis S_2 A B C D E angesammelt hatte, schnell verbraucht. Die Spannung fällt infolge davon rasch ab, es bildet sich kein Flammenbogen und ebenso wenig steigt der Strom im Primärkreis stark an.

Von der nächsten Periode an wiederholt sich das Spiel. Ein Funke tritt erst wieder auf, nachdem durch eine Anzahl Perioden hindurch in das Sekundärsystem (S_2 A B C D E) Energie hineingepumpt [61 c] und dadurch die Spannung genügend hoch hinaufgetrieben wurde.

Die Vorteile der Anordnung sind also: Vermeidung von Lichtbögen und von Kurzschluß der Sekundärspule, geringe Funkenzahl und sehr viel höhere Spannung, als sie dem Übersetzungsverhältnis des Transformators entsprechen würde*).

*) Bei 50 Perioden pro Sekunde gelingt es, wenn man will, leicht, die Funkenzahl auf ca. 5 pro Sekunde herabzudrücken und die Sekundärspannung auf das Dreifache des normalen Werts zu steigern.

Für einen gegebenen Transformator und eine gegebene Frequenz gibt es einen günstigsten Koppelungsgrad. Um ihn herstellen zu können, empfiehlt es sich, regulierbare Drosselspulen (D, Fig. 241) in den Primärkreis (oder auch Sekundärkreis) einzuschalten oder aber die Boas'schen Resonanztransformatoren*)⁹⁸⁾ (Fig. 243) mit regulierbarer Koppelung zwischen Primär- und Sekundärspulen zu verwenden.

In der Station Nauen der Ges. f. drahtl. Tel. (Fig. 215, S. 214), die früher mit Resonanztransformator arbeitete, besorgten vier parallel geschaltete Transformatoren (auf Fig. 215 vorn rechts) die Transformation auf hohe Spannung. In den Primärkreis waren zwei Drosselspulen (auf Fig. 215 vorn links) eingeschaltet.

b. Handelt es sich um Löschfunkenstrecken (Wienscher Sender), so ist die Entionisierung der Funkenstrecke [65] eine so intensive, daß die Gefahr der Bildung von Lichtbögen längst nicht in dem Maße vorhanden ist, wie bei gewöhnlichen Funkenstrecken. Es steht demnach hier der Verwendung von Wechselstrommaschinen und Wechselstromtransformatoren nichts im Wege, auch nicht von Maschinen für Tonsender, deren Frequenz zwischen 250—1000 in der Sekunde liegt.

Es ist günstig, den Strom so zu regulieren, daß während jeder Halbperiode höchstens 2—3 Partialentladungen, am besten nur eine Entladung stattfindet¹⁷⁸⁾. Bei mehreren Entladungen kann der Ton im Empfängertelephon [165] sehr unrein werden. Wenn auch ein von Oberschwingungen freier (flötenartiger) Ton kein Vorteil, vielmehr ein solcher mit höheren Obertönen für den Empfang günstiger zu sein scheint¹⁸⁰⁾, so ist ein unsauberer Ton, wie er durch eine größere Zahl unregelmäßiger Partialentladungen hervorgerufen wird, jedenfalls nicht günstig. Außerdem kann dadurch auch die Wirkung auf die Telephonmembran eher geschwächt als gestärkt werden, da sie unter Umständen nicht mehr die Zeit hat, in die Gleichgewichtslage zurückzukehren, und jedenfalls zu äußerst komplizierten Bewegungen gezwungen wird.

Schwächt man den Strom noch mehr, so kann man erreichen, daß die Anordnung ähnlich wie ein Resonanztransformator wirkt und nur alle zwei oder alle drei Halbperioden ein Funken übergeht. Man erhält dann im Empfangstelephon die entsprechend tieferen Oktaven.

c. Eine Gefahr für die Wechselstrommaschine und unter Umständen auch für den Motor, der sie treibt, besteht darin, daß der Primär- oder Antennenstromkreis in den Zuleitungen Hochfrequenzströme induziert. Diese können sehr hohe Spannungen hervorrufen und die Isolation

*) Diese sind für Messungen ganz besonders zu empfehlen.

gefährden. Um sie möglichst unschädlich zu machen, legt man parallel zur Wechselstrommaschine bzw. zum Motor Kondensatoren (in Fig. 236 die mit 10, 11, 12 bezeichneten) oder auch induktionslose Widerstände (Glühlampen).

115. Betrieb mit Gleichstrom.

a. Im Speisestromkreis läßt sich, insbesondere wenn es sich um einen Löschfunken sender handelt, zum Laden des Kondensators auch hochgespannter Gleichstrom verwenden. Die Einrichtung ist dabei besonders einfach (Fig. 244). An die Gleichstrommaschine ist unter Vorschaltung von Widerstand R_0 und von Drosselspulen L_0 der Löschfunkenkreis I angeschlossen. Bei richtigem Verhältnis der Spannung, des Elektrodenabstandes und des Speisestromes bekommt man nicht

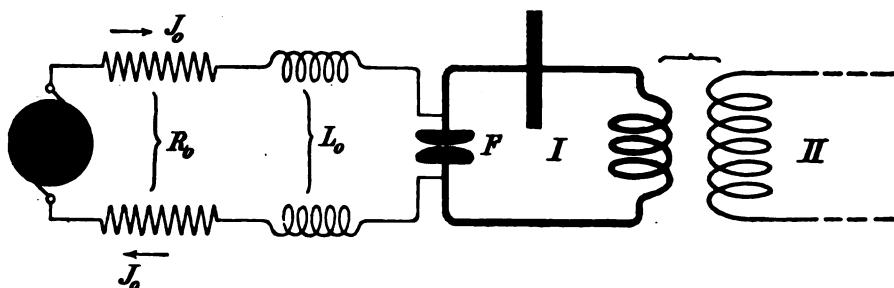


Fig. 244.

einfach einen Lichtbogen zwischen den Elektroden der Funkenstrecke, sondern der Verlauf der Spannung ist ungefähr der in Fig. 291 (unterer Teil) dargestellte. Durch den Gleichstrom der Maschine laden sich die Kondensatoren; ihre Spannung steigt allmählich an, bis die Zündspannung zwischen den Elektroden erreicht ist. Dann fällt die Spannung in Schwingungen ganz oder nahezu auf Null ab und das Spiel beginnt von neuem. Wie oft die Entladung erfolgt, hängt wesentlich von der Größe des Speisestromes ab, da dadurch die Zeit, welche die Kondensatoren brauchen, um die Zündspannung zu erreichen, bedingt ist. Man kann die Entladungszahl durch Änderung des Speisestromkreises in weiten Grenzen ändern. Für die Regelmäßigkeit der Entladungen ist es von großem Vorteil, mit der Spannung möglichst hoch hinauf zu gehen, jedenfalls nicht unter 1000 Volt zu bleiben.

Als Widerstand für die Speiseleitung benutzt man am besten solche mit stark ansteigender Charakteristik. Besonders geeignet sind die Nernst'schen Widerstände, die aus Eisendrähten in einer Glasbirne mit Wasserstoff bestehen; an Stelle davon lassen sich auch Metallfadenlampen verwenden.

b. Als Drosselspulen L_0 verwendet man am besten eisenlose Spulen; will man Spulen mit Eisenkern benutzen, so empfiehlt es sich, mit dem Magnetfeld unter dem Sättigungspunkt zu bleiben.

Der Einfluß der Drosselspulen besteht in folgenden Punkten¹⁸¹):

1. Während der Speisestrom ohne die Verwendung von Drosselspulen starken Schwankungen unterworfen ist, werden die Schwankungen des Speisestroms durch Einschaltung der Drosselspule erheblich verringert.

2. Die Maximalspannung an der Funkenstrecke wird durch die Drosselspule erheblich erhöht und zwar unter Umständen bedeutend über den Betrag der Maschinenspannung*).

3. Die Regelmäßigkeit der Entladungen wird eben infolge der Erhöhung der Maximalspannung bedeutend gesteigert, und endlich wird

4. durch sie ermöglicht, ohne Gefahr für die Maschine den Vorschaltwiderstand und damit auch den Energieverbrauch in der Speiseleitung zu verkleinern.

c. Als Gleichstromquelle werden wohl meist Gleichstrommaschinen, eventuell mehrere in Serienschaltung verwendet, bei den Marconischen transatlantischen Stationen Clifden & Glacebay¹⁹¹) parallel mit diesen Maschinen oder allein eine Akkumulatorenbatterie von 6000 Zellen entsprechend einer Spannung von ca. 12 000 Volt (vgl. Fig. 255).

116. Energiemessung in der Speiseleitung, Bestimmung des Wirkungsgrads.

Um den Wirkungsgrad eines Senders zu messen, hat man zu bestimmen einerseits die Energie, welche im Sekundärsystem verbraucht wird, andererseits diejenige, welche die Stromquelle dem Primärsystem zuführt.

a. Messung des Energieverbrauchs im Sekundärsystem.

Kann man das Sekundärsystem willkürlich wählen, so empfiehlt es sich, einen Kondensatorkreis zu nehmen und dessen wirksamen Widerstand R durch Dekrementmessung [74 ff.] zu bestimmen. Zweckmäßig kann es sein, die Strombahn aus Litzen von einzelsolierten

*) Bei den transatlantischen Marconi-Stationen (Fig. 255) soll bei 12 000 Volt normaler Maschinen-(Akkumulatoren-)Spannung die tatsächliche Maximalspannung an der Funkenstrecke ca. 18 000 Volt betragen¹⁸¹). Darin kann eine Gefahr für die Maschine liegen. Über Mittel gegen diese Gefahr vgl. 114 c.

Drähten herzustellen und in dieselbe einen Widerstand \mathfrak{R} aus sehr dünnen Konstantandrähten (z. B. Schniewindtsche Widerstände) einzuschalten, der auch bei Schwingungen dieselbe Größe besitzt wie bei Gleichstrom [36 b] und so beträchtlich ist, daß der Widerstand der übrigen Strombahn dagegen nicht in Betracht kommen kann. Schaltet man dann in den Sekundärkreis ein Hitzdrahtinstrument ein und mißt man dadurch $J_2^2{}_{\text{eff}}$, so ist $\mathfrak{R}J_2^2{}_{\text{eff}}$ sehr annähernd die pro Sekunde im Sekundärkreis verbrauchte Energie. Will man sich auf die Angaben des Hitzdrahtinstrumentes nicht verlassen, so kann man den Widerstand in ein gut wärmeisoliertes Gefäß, das z. B. mit Öl gefüllt ist, bringen, die in dem Widerstand entwickelte Wärme kalorimetrisch messen⁷¹⁾ und damit ebenfalls die im Sekundärkreis pro Sekunde verbrauchte Energie bestimmen.

Ist das Sekundärsystem eine Antenne, so mißt man durch einen in die Antenne eingeschalteten Strommesser den Stromeffekt $J_2^2{}_{\text{eff}}$ und mit einer der in 100 b angegebenen Methoden den wirksamen Widerstand \mathfrak{R} der Antenne. Die pro Sekunde in der Antenne verbrauchte Energie ist dann $= \mathfrak{R}J_2^2{}_{\text{eff}}$.

b. Messung der Energiezufuhr in der Speiseleitung.

1. In dem Fall geringer Entladungszahl, der z. B. beim Braunschen Sender vorliegen kann, wenn er durch eine Influenzmaschine oder durch einen Funkeninduktor mit unterbrochenem Gleichstrom oder durch einen Resonanzinduktor gespeist wird, erhält man die Energie, welche dem Primärsystem zugeführt wird, in folgender Weise: ist \mathscr{Q} die Entladungsspannung, C die Kapazität des Kondensators, so ist die Energie, welche der Kondensator in dem Moment vor der Entladung besitzt, gleich $\frac{1}{2} C \mathscr{Q}^2$. Entlädt er sich ζ mal pro Sekunde, so muß ihm also durch die Speiseleitung die Energie $\zeta \cdot \frac{1}{2} C \mathscr{Q}^2$ zugeführt worden sein*). Die Entladungsspannung kann für langsame (statische) Ladung der Kondensatoren durch ein geeignetes Elektrometer¹⁸²⁾ bestimmt, oder, falls die Elektroden der Funkenstrecke Kugeln sind, aus den Tabellen VI entnommen werden. Das gilt aber nur, wenn

*) Vorausgesetzt ist dabei, daß die Kondensatoren sich wirklich vollkommen zur Spannung Null entladen. Behalten die Belegungen nach der Entladung noch die Spannung \mathscr{Q}_1 (Rückstand), so ist die vom Speisestromkreis pro Sekunde zugeführte Energie gleich $\zeta \cdot \frac{1}{2} C (\mathscr{Q}^2 - \mathscr{Q}_1^2)$.

die Entladungsspannung beim Betrieb wirklich dieselbe ist, wie bei statischer Ladung. Man kann sich diesem Fall nähern, indem man die Elektroden der Funkenstrecke durch ultraviolettes Licht beleuchtet und sehr geringe Funkenzahl verwendet.

2. Bei großer Entladungszahl ist man im allgemeinen nicht berechtigt, anzunehmen, daß die Entladungsspannung gleich der statisch ermittelten Zündspannung ist. In diesem Fall kann man bei nicht zu hoher Entladungsspannung die Leistung, welche dem Primärkreis zu-

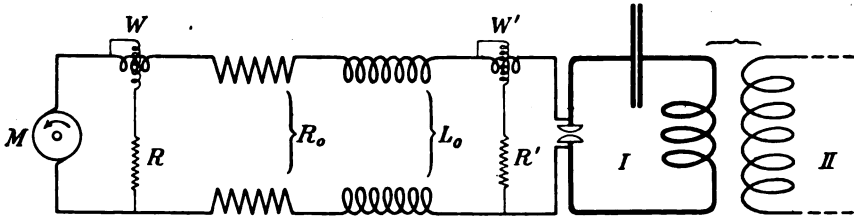


Fig. 245.

geführt wird, mit einem elektrodynamischen Wattmeter messen, das man an der Stelle W bzw. W' (Fig. 245) einschaltet, je nachdem man die Energie, die in den Vorschaltwiderständen und Drosselspulen verbraucht wird, mit messen will oder nicht.

Da die Frequenz des Speisestromes im allgemeinen weit höher ist als die Frequenz der technischen Wechselströme und da er nicht annähernd sinusförmig

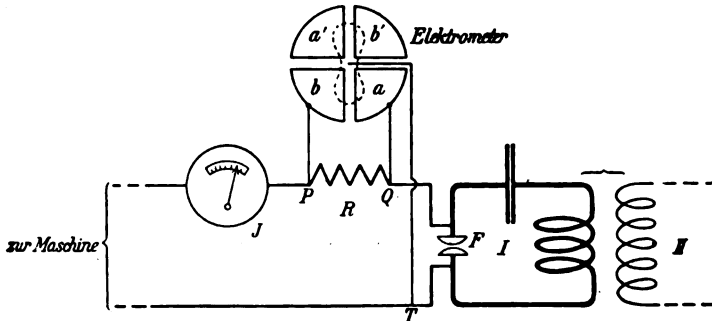


Fig. 246.

ist, so sind die gewöhnlichen technischen Wattmeter nicht zu empfehlen. Sie besitzen Phasenfehler, die zwar im allgemeinen bei den technischen Frequenzen, bei annähernd sinusförmigem Strom und nicht zu großer Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung durch Kompensationsspulen irgendwelcher Art annähernd unterdrückt sind, die aber sonst ziemlich hohe Beträge annehmen können. Man ist deshalb auf die Verwendung von Spezialwattmetern¹²³⁾, bei denen derartige Fehler sorgfältig vermieden sind, angewiesen, falls man nicht vorzieht, ein Laboratoriumswattmeter aus einer festen Stromspule und einer darin

aufgehängten, im Verhältnis zur Stromspule sehr kleinen Spannungsspule aus feinem Draht mit einem fest damit verbundenen kleinen Spiegel herzustellen. Zur Aufhängung und Stromzuführung dient am besten ein Bronzeband, zur Ablesung des Ausschlags Fernrohr und Skale. Als Vorschaltwiderstände, die frei von Kapazität und Selbstinduktion sein müssen, sind die technischen Wattmeter-Vorschaltwiderstände nicht zu empfehlen, dagegen sind Glühlampen*) oder Flüssigkeitswiderstände**) brauchbar.

3. Eine andere Methode beruht auf der Verwendung des **Quadrantenelektrometers**.

Man schaltet in die Speiseleitung einen bekannten Widerstand R (Fig. 246), der praktisch induktions- und kapazitätsfrei und von der Frequenz unabhängig sein muß (z. B. geraden dünnen Konstantendraht, der sich zur Kühlung in einem Quarzrohr mit Öl befindet), und legt an dessen Enden P und Q die beiden Quadrantenpaare aa' und bb' des Elektrometers. Die Nadel verbindet man mit dem Punkte T (Fig. 246).

Dann ist, wie die Theorie¹⁸⁴⁾ zeigt, der Ausschlag der Nadel

$$\vartheta = aR \left[A + \frac{J_{\text{eff}}^2 \cdot R}{2} \right]$$

Bestimmt man den Proportionalitätsfaktor a des Instruments durch Eichung mit statischen Spannungen und den Stromeffekt J_{eff}^2 des Speisestroms durch einen eingeschalteten Strommesser J , so bekommt man aus dem Ausschlag ϑ des Instruments den sekundlichen Energieverbrauch A zwischen den Punkten Q und T und damit also die Energie, die dem Kondensatorkreis I pro Sekunde zugeführt wird.

117. Taster.

a. Wie bei der gewöhnlichen Telegraphie werden zum Telegraphieren Taster benutzt. Im Gegensatz zur gewöhnlichen Telegraphie tritt aber hier die Schwierigkeit auf, daß Stromkreise mit starken Strömen und hoher Selbstinduktion unterbrochen werden müssen. Dabei entstehen unter Umständen sehr starke Funken, welche die Kontakte der Taster zerstören.

Man kann diese Funken schwächen dadurch, daß man den Stromkreis nicht vollkommen unterbricht. Das geschieht z. B. bei der Anordnung Fig. 240, S. 231: dort wird durch das Niederdrücken des Tasters die Drosselspule S_1 kurz geschlossen, beim

*) Die Belastung derselben muß aber weit unter dem Wert, bei dem sie rotglühend werden, liegen.

**) Z. B. die Magnaninischen Borsäure-Mannitwiderstände mit möglichst großen platinieren Platinielektroden. Rezept: 1500 g Wasser, 181 g Mannit, 62 g Borsäure; dazu setzt man eine geringe Menge von Chlorkalium, die man so ausprobiert, daß der Widerstand nur einen ganz geringen Temperaturkoeffizienten bekommt.

Aufheben des Tasters die Drosselspule wieder in den Stromkreis eingeschaltet; es wird also der Strom nur geschwächt und verstärkt, nie vollkommen unterbrochen. Statt die Drosselspule kurz zu schließen, kann man das Verhältnis auch gerade umdrehen (Fig. 241): die Drosselspule befindet sich stets im Kreis, die Primärspule des Transformators wird aber abwechselungsweise kurz geschlossen, bzw. der Kurzschluß durch den Taster wieder aufgehoben¹⁸⁵⁾.

In sehr einfacher Weise wird der ganze Übelstand für nicht zu starke Ströme aufgehoben bei Tastern, die nach Angabe von F. Braun bei der Ges. f. drahtl. Tel. und nach Angaben von A. Gray bei der

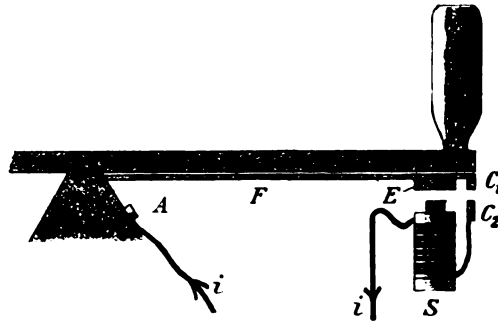


Fig. 247.

Marconi-Gesellschaft früher im Gebrauch waren (schematisch in Fig. 247 abgebildet)*).

Unterhalb des eigentlichen Tasters befindet sich eine Feder F, an der ein Eisenanker E und ein Platinkontakt C_1 befestigt ist. Ist der Taster und damit die Feder F niedergedrückt, so berührt der Kontakt C_1 den Kontakt C_2 und der Primärstrom i des Induktors oder Transformators ist geschlossen. Er durchfließt nicht nur den Taster auf dem Wege AFC_1C_2 , sondern auch noch die Spule S. Wird der Taster jetzt losgelassen, so daß er sich nach oben bewegt, so wird trotz-

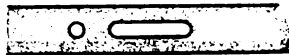


Fig. 248.

dem der Kontakt C_1 nicht vom Kontakt C_2 entfernt, da die magnetische Wirkung des Stromes in der Spule S den Eisenanker E noch anzieht und dadurch die Feder F und den Kontakt C_1 noch festhält. Erst wenn der Primärstrom Null ist, wird der Eisenanker von der Spule losgelassen und der Kontakt C_1 durch die Feder F von C_2 getrennt, aber jetzt ohne jede Funkenbildung.

b. Bei größeren Stationen werden wohl stets „Tastrelais“ verwendet: der durch die Hand betätigte Taster schließt einen Hilfs-

*) Diese Anordnungen verhindern auch das Auftreten von sehr hohen Spannungen beim plötzlichen Unterbrechen des Stromkreises.

stromkreis, welcher (ähnlich wie bei den Fern-Ölschaltern der Hochspannungstechnik) den Taster, welcher die Speiseleitung öffnet, in Betrieb setzt. Die Konstruktion guter Tastrelais bietet erhebliche Schwierigkeiten, da die Unterbrechung der starken Ströme beim Telegraphieren sehr häufig erfolgt.

c. Da, wo es darauf ankommt, möglichst schnell zu telegraphieren, können, wie z. B. bei dem Wheatstoneschen Schnelltelegraphen, automatische Taster gebraucht werden.

Das Prinzip ist im einfachsten Fall das folgende. In einen Streifen aus einem genügend starken Papier oder einer anderen isolierenden Substanz werden die Telegramme in Telegraphenschrift eingestanzt. Ein a würde z. B. wie Fig. 248 aussehen. Zieht man einen solchen Streifen zwischen den Kontakten eines geeignet konstruierten Tasters hindurch, so schließt er den Stromkreis, so oft ein ausgestanzter Teil den Kontakt passiert. — Meist sind diese Schnelltelegraphen-Apparate viel komplizierter gebaut¹⁶⁶).

118. Funkenstrecken mit rotierenden Elektroden.

a. Bei der Funkenstrecke mit glatten Elektroden, wie sie bei der Marconischen¹⁸⁷) von Fig. 249 dargestellt ist, geht der Funke, der stets mindestens annähernd den kürzesten Luftweg wählt, stets an verschiedenen Stellen der Elektroden B, A und B'*) über. Dadurch wird einer schädlichen lokalen Erhitzung der Elektroden vorgebeugt, die bei festen Elektroden zur Herabsetzung der Zündspannung und starken Abnutzung der Elektroden und in Folge davon zu Unregelmäßigkeiten in den Schwingungen führt. Außerdem wird durch die mit der Rotation verbundene starke Luftbewegung die Entionisierung der Funkenstrecke und Kühlung der Elektroden unterstützt. Bei den Funkenstrecken von F. Ducretet und E. Roger¹⁸⁸) (Fig. 250), bei denen die eine Elektrode aus dem Rohre C, die andere aus der rotierenden Kugel S besteht, wird durch den Ventilator V noch eine künstliche, besonders starke Luftbewegung hervorgerufen. Der Vorteil solcher Funkenstrecken macht sich um so mehr bemerkbar, je höher die Funkenzahl und

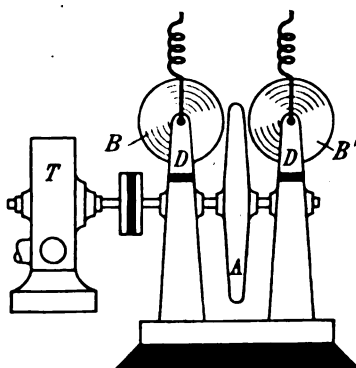


Fig. 249.

*) A bedeutet eine sehr rasch rotierende Scheibe, B und B' rotieren nur langsam.

Stromstärke ist und je mehr infolge davon die Neigung zur Lichtbogenbildung besteht.

b. Wie Funkenstrecken mit **Vorsprüngen** an den Elektroden von der in Fig. 251 (R. Fessenden, Nat. El. Sign. Co.) oder der in Fig. 252 (Marconi-Gesellschaft¹⁸⁹) dargestellten Form wirken, hängt sehr von dem kürzesten Abstand der Elektroden, ihrer Breite und Geschwindigkeit ab. Es sei als erste Möglichkeit angenommen, daß der kürzeste Abstand zwischen den beiden Elektroden ungefähr so groß ist, daß er bei der höchsten auftretenden Spannung gerade noch durchschlagen wird.

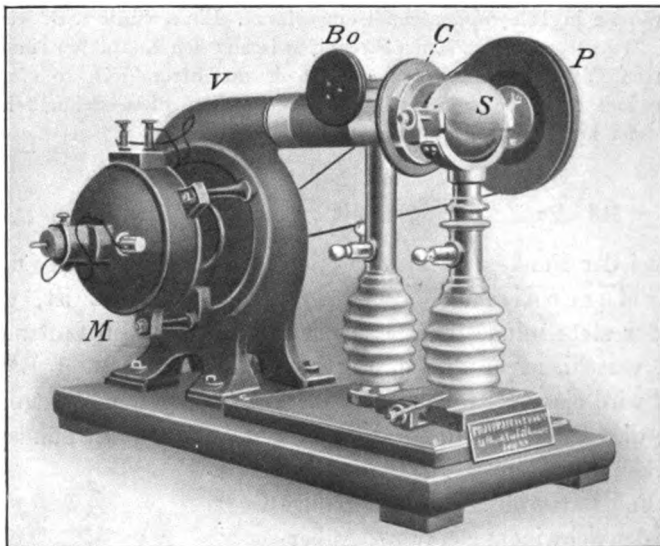
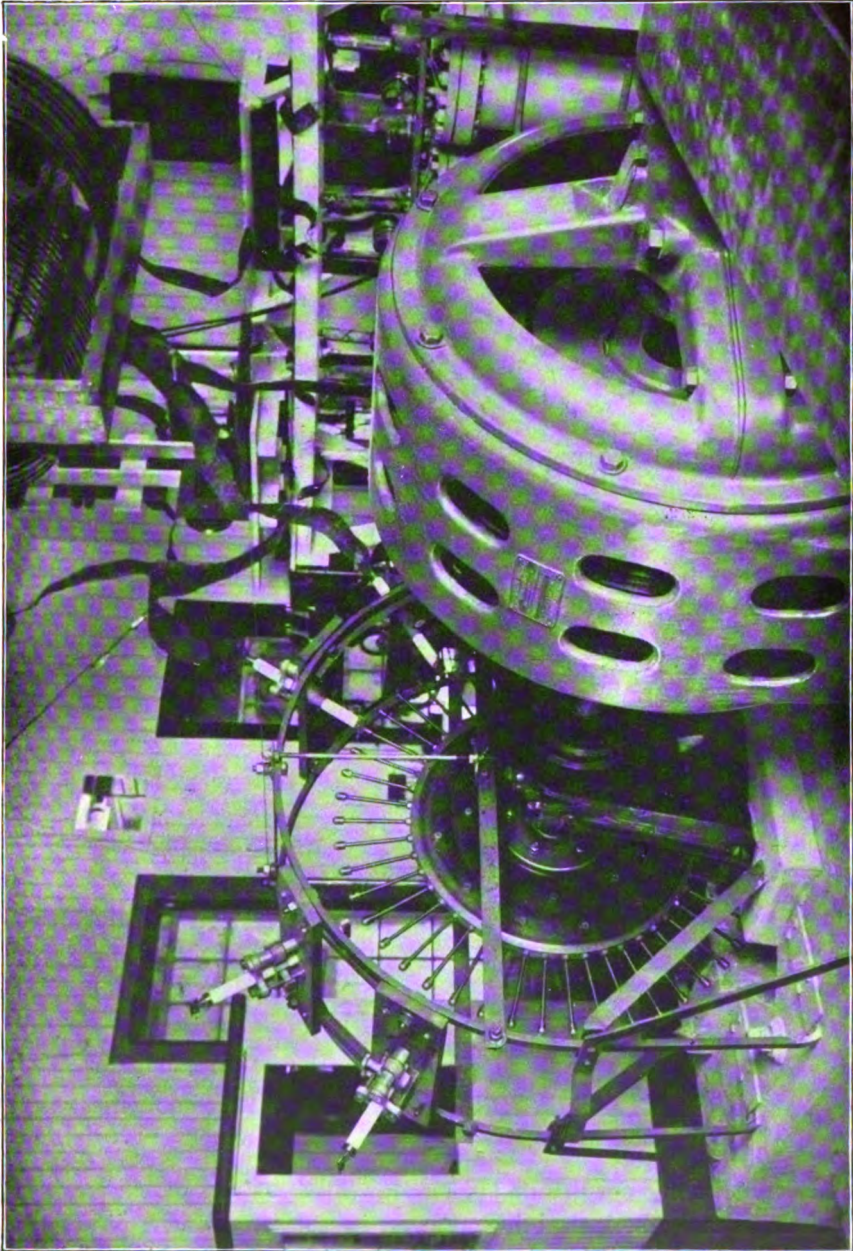


Fig. 250*).

1. Dann bietet die Funkenstrecke bei mäßiger Geschwindigkeit und mäßiger Breite der Elektroden für Wechselstrombetrieb den Vorteil guter Kühlung der Elektroden und Vermeidung von Lichtbögen: die Entfernung der Elektroden wird nach dem Ablauf der Schwingungen rasch so groß, daß Lichtbögen nicht zustande kommen können. In diesem Falle wird man die Funkenstrecke stets auf der Achse des Wechselstromgenerators (Fig. 251) oder eines Synchronmotors anbringen und die Zahl und Lage der Vorsprünge so wählen, daß sie ihren kürzesten Abstand erhalten in dem Moment, in dem die Wechselspannung ein Maximum ist.

*) Aus einem Katalog der Firma F. Ducretet und E. Roger, Paris, 75 Rue Claude Bernard.



05)

Fig. 251.

Bei dem Betrieb mit Gleichstrom sorgt eine derartige Funkenstrecke dafür, daß die Entladungen in genau regelmäßigen, durch die Umdrehungszahl des Motors regulierbaren Abständen erfolgen. Infolge davon entsteht dann im Empfänger-Telephon bei genügender Höhe der Entladungszahl ein Ton (Ton-sender).

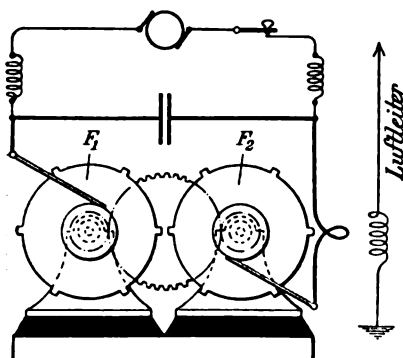


Fig. 252.

189)

2. Wenn die Breite der Elektroden sehr klein und die Umfangsgeschwindigkeit sehr groß ist, so kann folgender Fall eintreten: ungefähr in dem Moment, in welchem die Elektroden den kleinsten Abstand haben, setzen die Schwingungen des Kondensatorkreises ein. Während sie ablaufen, vergrößert sich der Abstand der beiden Elektroden rasch. Auf

der anderen Seite nimmt die Amplitude der Spannung im Kondensatorkreis, wenn er mit einem Sekundärsystem gekoppelt ist, bei einigermaßen kräftiger Koppelung rasch ab [59 c]. Das Zusammenwirken der beiden Faktoren, der Zunahme der Elektrodenentfernung

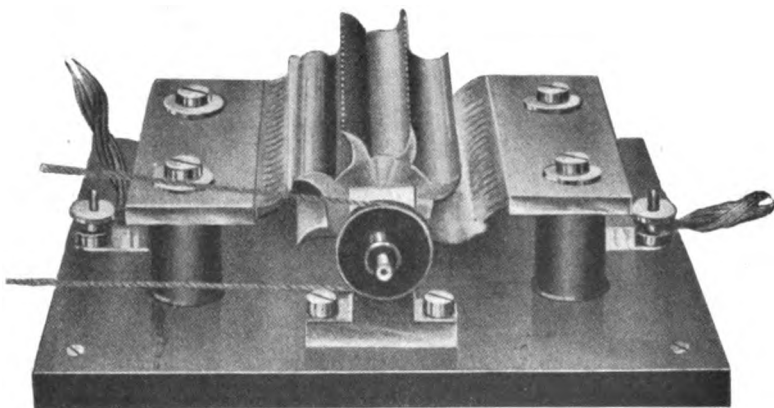


Fig. 253.

190)

und der Abnahme der Spannung, kann die Funkenstrecke nach wenigen Perioden zum Abreißen bringen auch in solchen Fällen, in denen bei stillstehenden Elektroden die Funkenstrecke nach einer halben Schwebung von sich aus nicht erlöschen würde (*Abreißen*/funkenstrecke, *mechanische Löschrwirkung*).

Ob das eintritt, hängt in hohem Maße von der Geschwindigkeit und der verwendeten Wellenlänge und Koppelung [59 c] ab. Nimmt man als Umlaufgeschwindigkeit der Elektrode 200 m pro Sekunde*), was sich realisieren läßt [d], und als Koppelungsgrad 5 % an — es wird dann nach zehn Perioden der Schwingung die Spannungsamplitude im Primärkreis ganz oder nahezu Null —, so hat während dieser Zeit die bewegliche Elektrode bei einer Wellenlänge von 3000 m einen Weg von 2 cm, bei einer Wellenlänge von 6700 m*) einen Weg von 4,4 cm zurückgelegt. Bei richtiger Konstruktion der Funkenstrecke wird aber dann die Entfernung der beiden Elektroden schon so groß geworden sein, daß ein Wiederzünden der Funkenstrecke bei den nächsten Perioden äußerst unwahrscheinlich ist und zwar um so mehr, je kleiner der kürzeste Abstand zwischen den beiden Elektroden ist.

In allen Fällen wird die Wirkung, welche die Vergrößerung des Abstandes der beiden Elektroden hervorruft, unterstützt durch die kräftige Luftbewegung. Um diese möglichst zu verstärken, sind Funkenstrecken mit rotierenden Elektroden als richtige Ventilatoren ausgebildet worden (Fig. 253, Balsilliesystem¹⁹⁰).

c. Eine zweite Möglichkeit liegt vor, wenn die Entfernung zwischen den Elektroden viel kleiner ist, als die Schlagweite, welche der verwendeten Spannung entspricht (Fig. 254: „Kurzschlußfunkenstrecke“) und die Umlaufgeschwindigkeit der Vorsprünge sehr groß ist. Wenn sich dann ein Vorsprung der rasch rotierenden Elektrode F den festen bzw. langsam rotierenden Elektroden F_1 und F_2 genügend weit nähert, setzt die Entladung ein. Während ihres Ablaufs nähern sich die Elektroden, und die Länge der Funkenstrecke, ihr Widerstand und damit der Energieverbrauch wird bis zu einem ganz geringen Werte verkleinert [11 d]. Solche Funkenstrecken vereinigen die beiden Vorteile, daß die Anfangsspannung ziemlich hoch ist und daß trotzdem die Funkenlänge während des Ablaufs der Schwingung und zwar besonders dann, wenn die Amplitude schon ziemlich klein geworden ist, klein

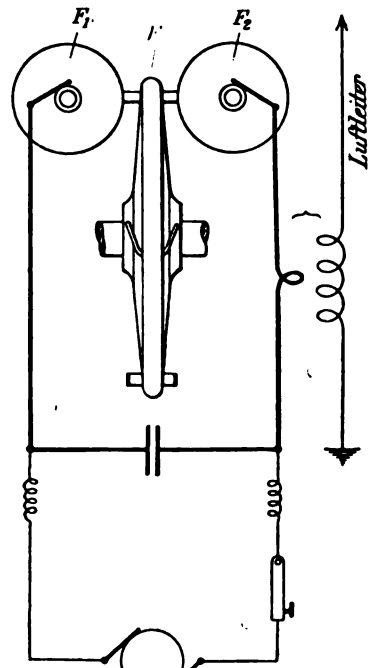


Fig. 254.

189)

*) Transatlantische Stationen Marconis [d].

bleibt. Sie wirkt unter sonst gleichen Umständen um so besser, je größer die Umfangsgeschwindigkeit und, bei konstanter Umfangsgeschwindigkeit, je größer der Entladeverzug [42 b] ist. Man wird deshalb eine Bestrahlung durch ultraviolettes Licht möglichst zu vermeiden haben.

d. Bei der in Fig. 255 abgebildeten Funkenstrecke, die Marconi bei seinen transatlantischen Stationen Clifden und Glacebay verwendet¹⁰¹⁾, handelt es sich um eine Verbindung einer Kurz-

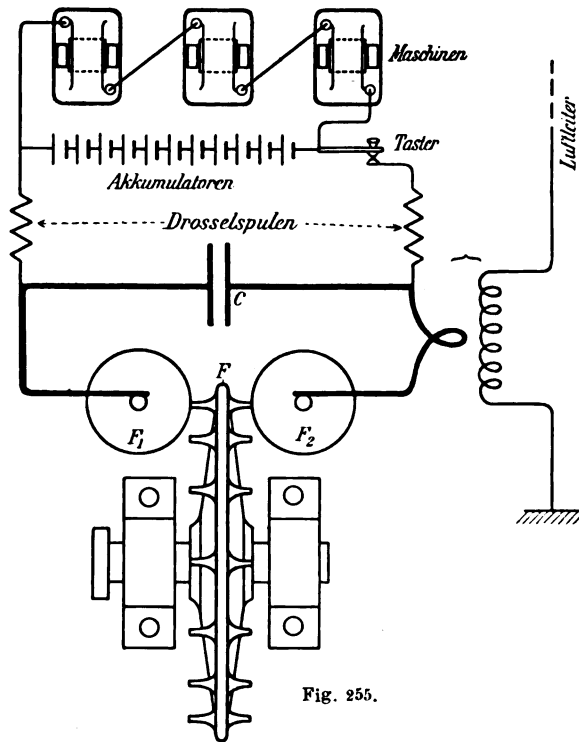


Fig. 255.

schluß- und einer Abreißfunkenstrecke. Die Vorsprünge des Rades F sind so gebaut, daß zwischen ihnen und den Scheiben F_1 und F_2 der Luftzwischenraum nur ganz klein ist, wenn sich ein Vorsprung zwischen den Scheiben befindet: insofern ist es also eine Kurzschlußfunkenstrecke. Andererseits ist aber die Umfangsgeschwindigkeit des Rades F eine so hohe (ca. 200 m/sec.), der Koppelungsgrad ist genügend niedrig — er soll nur ca. 5 % sein — und die Breite der Vorsprünge der Scheiben ist derartig bemessen, daß der Funke nach einer halben Schwebung abreißt und nicht wieder zündet.

Der Entladeverzug scheint bei diesen Funkenstrecken vorzüglich

ausgenutzt zu sein: bei einer Spannung von 15 000 Volt und bei einer Frequenz von 45 000/sec. ($\lambda = 6700$ m) soll der Funke erst ungefähr eine Periode vor dem Moment einsetzen, in dem die Vorsprünge von F praktisch ihren kleinsten Abstand von den Scheiben F_1 und F_2 erreicht haben. Die Folge dieser kurzen Funkenstrecke verbunden mit der — durch die verhältnismäßig hohe Entladespannung und Kapazität bedingten — großen Stromstärke ist ein sehr geringer Energieverbrauch im primären Kondensatorkreis: sein Gesamtdекреment soll, wenn er nicht gekoppelt ist, nur ca. 0,03—0,06 betragen*).

§ 5. Vergleich der verschiedenen Senderarten.

119. Unterschied des gekoppelten und des einfachen (Marconi-)Senders.

a. Daß die gekoppelten Sender komplizierter sind und ihre Herstellung teurer ist, ist ohne weiteres klar. Dazu kommt, daß für den Betrieb des einfachen Senders mit seiner kleinen Kapazität meist ein verhältnismäßig kleiner Funkeninduktor mit Hammerunterbrecher und einigen wenigen Akkumulatoren genügt; die Betriebskosten sind also außerordentlich gering. Wenn also nur auf verhältnismäßig kleine**) Entfernungen telegraphiert werden soll und Wert auf möglichst geringen Energieverbrauch gelegt wird***), bietet der einfache Marconisender große Vorteile, um derentwillen er auch bis in die neueste Zeit beibehalten wurde und als Notsender vielleicht auch weiter beibehalten wird.

b. Auf dem Energie-Gebiet liegt aber auch der Nachteil des einfachen Marconisenders. Er braucht zwar nicht viel Energie, aber man kann die Energie auch nur durch Vergrößerung der Anfangsspannung steigern (vgl. e). Im Gegensatz dazu ist es bei den gekoppelten Sendern infolge der großen im Erregerkreis verwendbaren Kapazität möglich, bei derselben Spannung außerordentlich viel größere Energiemengen in Form elektromagnetischer Wellen auszustrahlen, als beim Marconisender.

Im engsten Zusammenhang damit steht ein weiterer Vorteil des gekoppelten Senders im Gegensatz zum Marconisender; es ist möglich, die Schwingungen so zu gestalten, wie sie für einen bestimmten Empfänger am günstigsten sind. Legt man Wert auf große Amplitude der Wellen, so kann man dies erreichen, ohne daß

*) Der äquivalente Widerstand des ganzen Kondensatorkreises mit Funkenstrecke wird in einem Fall z. B. zu 0,022 Ohm angegeben.

**) Es sind damit aber Entfernungen von 100—150 km erreicht worden bei ca. 30 m Masthöhe.

***) Z. B. bei schwer zugänglichen bzw. leicht beweglichen Stationen (Feuerschiffen bzw. fahrbaren Militärstationen).

gleichzeitig die Dämpfung eine unbrauchbare Größe annähme. Kommt es auf möglichst geringe Dämpfung an, so läßt sich auch das herstellen, ohne daß gleichzeitig die Amplitude der Welle stark litte. Daher kommt es, daß man sowohl in dem einen Grenzfall, wo möglichst große Entfernungen erreicht werden sollen, als in dem anderen Grenzfall, wo möglichst scharfe Abstimmung das Ziel ist, stets gekoppelten Sender anwendet.

c. Bezüglich der Energieverluste ist ein Unterschied des gekoppelten Senders gegenüber dem einfachen der, daß die Funkenstrecke in der Antenne weggefallen ist. Dafür hat man die Funkenstrecke und die übrigen Verluste im Kondensatorkreis eingetauscht. Ob der Tausch einen Vorteil oder Nachteil bedeutet, hängt von den Umständen ab.

Darüber kann kein Zweifel sein: wenn es sich darum handelt, bei einer vorgegebenen Antenne Schwingungen von möglichst geringem Dekrement auszusenden, so ist der gekoppelte und zwar in erster Linie der Wiensche Sender dem einfachen bei weitem überlegen. In beiden Fällen, beim einfachen wie beim Wienschen Sender, erhält man im wesentlichen die Eigenschwingungen der Antenne; aber zu dem Dekrement, das die Antenne des Wienschen Senders besitzt, kommt beim einfachen Sender auf jeden Fall noch das Funkendekrement hinzu, das allein schon fast so groß ist, wie das Dekrement einer schwach strahlenden Antenne ohne Funkenstrecke.

d. Ein Vorteil des gekoppelten Braunschen Senders ist ferner der, daß die Oberschwingungen der Antenne nicht mit merkbarer Amplitude erregt werden. Dieser Energieverlust bleibt demnach dem gekoppelten Sender erspart. Dafür tritt aber beim Braunschen Sender, wenigstens bei fester Koppelung eine zweite Schwingung auf, die nur Energie verbraucht, aber bei den gebräuchlichen Anordnungen nichts für die Fernwirkung leistet.

e. Ein wesentlicher Vorteil des gekoppelten Senders ist weiter der, daß die Antenne Ladungen nur infolge der Schwingungen, dagegen nicht, wie beim einfachen Sender, durch den Funkeninduktor oder Wechselstromtransformator bekommt. Die Folge davon ist, daß an die Isolation der Antenne bedeutend geringere Anforderungen gestellt werden müssen, daß ferner durch kleine Isolationsfehler die Schwingung bedeutend weniger beeinflußt wird [43]. Beim einfachen Sender genügen die geringsten Isolationsfehler, um das Funktionieren überhaupt in Frage zu stellen.

Es liegt nahe, diesen Vorteil gering anzuschlagen und anzunehmen, daß gute Isolation keine ernsthaften technischen Schwierigkeiten bieten könne. Tatsächlich sind die Schwierigkeiten besonders in den Tropen

so groß, daß daran Installationen einfach gescheitert sind¹⁹²⁾ [vgl. auch 126].

120. Verhältnis des Braunschen und Wienschen Senders.

a. Der Wiensche Sender besitzt vor dem Braunschen folgende prinzipielle Vorteile:

1. Beim Braunschen Sender dauern die Schwingungen und damit auch der Energieverbrauch im Primärsystem ebenso lange an als im sekundären. Beim Wienschen Sender hört schon nach wenigen Perioden die Schwingung und damit auch der Energieverbrauch im Primärsystem auf.

2. Beim Braunschen Sender erhält man in allen praktischen Fällen zwei Schwingungen, von denen nur eine vom Empfänger voll ausgenutzt wird. Beim Wienschen Sender strahlt die Antenne praktisch nur eine einzige Welle [78 c] aus.

Was den zweiten Punkt betrifft, so kann man allerdings durch sehr lose Koppelung vermeiden, daß zwei Schwingungen entstehen [105], aber dann ist die Energieübertragung auf das Sekundärsystem ebenfalls sehr klein. Die Koppelung aber nur so lose zu machen — wie es in der Praxis vielfach geschah —, daß die beiden Koppelungswellen sich nur sehr wenig in der Wellenlänge unterscheiden, hat wenig Zweck. Die beiden Koppelungswellen wirken dann auf den Empfänger ungefähr ebenso wie eine einzige Welle von viel größerer Dämpfung: dadurch wird aber der Vorteil des gekoppelten Senders zum Teil illusorisch.

Der erste Punkt würde eine unbedingte Überlegenheit des Wienschen Senders bezüglich des Wirkungsgrades ergeben, wenn man beim Braunschen und beim Wienschen Sender dieselben Spannungen und damit dieselbe Funkenlänge benutzte. Tatsächlich arbeitet man aber beim Braunschen Sender mit verhältnismäßig großen Funkenlängen und infolge davon kleinem Funkendekrement [11 d], beim Wienschen Sender entweder mit kleinen Spannungen und kleinen Funkenlängen oder mit großen Spannungen und Serienfunkenstrecken, d. h. in beiden Fällen mit sehr großem Funkendekrement [11 d und 12]. Der Energieverbrauch in Funken pro Periode ist also im Wienschen Sender viel größer als beim Braunschen und der Energieverbrauch im Löschfunkenkreis des Wienschen Senders kann trotz der kurzen Schwingungszeit recht beträchtlich sein*).

*) Dies ist wohl auch der Grund dafür, daß es beim Wienschen Sender so sehr darauf ankommt, den Koppelungsgrad so hoch zu steigern und dadurch die Dauer der Schwingungen im Primärsystem so stark herabzusetzen, als es ohne Schädigung der Löschwirkung irgend möglich ist.

Trotzdem scheinen die jetzigen Stationen mit **W i e n** schen Sendern viel besseren Wirkungsgrad zu besitzen als die früheren mit den **B r a u n** schen Sendern*). Aber eines darf man dabei nicht außer acht lassen. Früher waren häufig mit Rücksicht auf Bequemlichkeit und andere technische Gründe bei der Konstruktion der Sender fundamentale Gesichtspunkte vernachlässigt worden: manche der früheren Sender machen den Eindruck, als ob man beabsichtigt hätte, nicht nur damit zu telegraphieren, sondern auch den Raum durch die Wärmeentwicklung der Wirbelströme zu heizen. Inzwischen hat man viel besser gelernt, die im Laboratorium als wichtig erkannten Gesichtspunkte auch bei der technischen Ausführung der Stationen zu berücksichtigen und alle unnötigen Energieverluste sehr stark herabzudrücken. Man muß sich also davor hüten, einen neuen, gut gebauten **W i e n** schen Sender mit einem alten, schlecht gebauten **B r a u n** schen zu vergleichen.

Sehr gut möglich ist, daß die **A b r e i ß f u n k e n s t r e c k e n** bezüglich des Wirkungsgrades sich recht günstig verhalten insofern, als hier im Primärkreis die Verwendung größerer Funkenlängen und damit kleiner Funkendekremente möglich ist. Jedenfalls muß die **Marconische** Kombination von Kurzschluß- und Abreißfunkenstrecke besonders günstig sein: sie vereinigt gute Löschwirkung¹⁹¹⁾ mit geringem Energieverbrauch im primären Kondensatorkreis.

Auch Löschröhren gestatten im Primärkreis die Benutzung größerer Funkenstrecken mit geringem Funkendekrement. Man kann hier sehr guten Wirkungsgrad erhalten**), trotzdem der Energieverbrauch in der Löschröhre zu demjenigen im Funken hinzukommt.

b. Daß man beim **B r a u n schen Sender mit großen Anfangsspannungen und Funkenlängen arbeitet, ist kein Zufall. Der Grund liegt auch nicht nur im geringeren Funkendekrement längerer Funken. Von den zwei Methoden, die Energie eines Senders zu steigern (Erhöhung**

*) Graf v. **A r c o**¹⁶⁰⁾ gibt an, daß der Wirkungsgrad (Energie des Sekundärsystems durch diejenige des primären) bei dem Löschfunktensender der Ges. f. drahtl. Tel. etwa 85 % beträgt¹⁹³⁾.

M. W i e n¹⁷⁾ fand bei einem sehr sorgfältig konstruierten **B r a u n** schen Sender bei einer Anfangsspannung von 72 000 Volt für $b_1 = 0,034$, $b_2 = 0,175$, $K' = 0,032$, $\eta = 82\%$, für $b_1 = 0,034$, $b_2 = 0,087$, $K' = 0,024$, $\eta = 66\%$ (η = Wirkungsgrad). So vorzüglichen Wirkungsgrad erreicht man aber nur bei vorzüglicher Konstruktion des Primärkreises; als **W i e n** die von ihm benutzten Preßgaskondensatoren ersetzte durch **Moscicki**-Kondensatoren, sank der Wirkungsgrad von ca. 80 auf ca. 69 %. — Der Wirkungsgrad der in der Praxis verwendeten **B r a u n** schen Sender war viel geringer.

) **M. W i e n⁹²⁾ erhielt bei 30—80 000 Volt Primärspannung einen Wirkungsgrad (Sekundär- zu Primärenergie) von 80—86 %.

der Anfangsspannung und anderseits Erhöhung der Funkenzahl) ist beim **Braun**schen Sender nur die erste einfach; die zweite stößt auf erhebliche Schwierigkeiten. Besitzt die Funkenstrecke feststehende Elektroden, so ist selbst bei den großen Dimensionen der in Fig. 217 abgebildeten Funkenstrecke eine lokale Erhitzung der Elektroden mit allen ihren Nachteilen (Lichtbogen, Erniedrigung der Zündspannung) unvermeidlich, wenn man die Entladungszahl bis in die Gegend von 1000/sek. steigern will. Die Verwendung von Funkenstrecken mit rotierenden Elektroden ist aber verhältnismäßig kompliziert, so daß man sich nur bei größeren Stationen dazu entschließen wird [vgl. 114 a].

Beim **Wien**schen Sender liegen die Verhältnisse wesentlich günstiger. Hier dauern die Schwingungen im Primärkreis nur ganz kurz an. Die Wärmeentwicklung in der Funkenstrecke ist also bei derselben Stromamplitude viel geringer. Und dann ist die Entionisation einer solchen Funkenstrecke an sich schon eine so rasche, daß die Neigung zur Lichtbogenbildung kaum besteht. Die Folge davon ist, daß beim **Wien**schen Sender die Benutzung von hohen Entladungszahlen keine Schwierigkeiten macht [vgl. 114 b]. Der Vorteil, der dadurch erreicht wird, ein hoher und reiner Ton im Empfangstelephon, die Herabsetzung der Antennenspannung und damit auch der Isolationsschwierigkeiten, hat sich für die Praxis als außerordentlich wertvoll erwiesen.

c. Im Zusammenhang damit, daß beim **Wien**schen Sender die Schwingungen des Primärkreises nur sehr kurz andauern, steht ein, besonders für fahrbare Stationen, wichtiger Vorteil: die Möglichkeit, Kondensatoren mit Glimmer oder ähnlichem Isolationsmaterial zu verwenden. Aber auch für andere Stationen bietet der Wegfall der Serienschaltung eine erhebliche Vereinfachung [vgl. 112 a].

Das Sprühen der Kondensatoren, das beim **Braun**schen Sender sehr schädlich ist und zu Komplikationen zwingt [108 a], ist beim **Wien**schen Sender bedeutungslos.

Kapitel VIII.

Hochfrequenz-Maschinen für ungedämpfte Schwingungen.

121. Die Maschinen von Alexanderson-Fessenden.

Der Gedanke, ungedämpfte Schwingungen hoher Frequenz ebenso durch Maschinen zu erzeugen, wie man die Wechselströme niederer Frequenz in der Technik herstellt, liegt nahe. Aber die Schwierigkeiten, um auf diesem Wege zu Frequenzen von der Größenordnung von $10^5/\text{sec.}$ zu gelangen, sind außerordentlich große. Einmal werden bei diesen Frequenzen die Verluste durch Hysteresis und Wirbelströme sehr hoch; die ersteren durch den Bau eisenloser Maschinen radikal zu vermeiden, ist versucht, aber als unpraktisch aufgegeben worden. Und dann wachsen die konstruktiven Schwierigkeiten mit der Frequenz sehr erheblich. Nehmen wir an, daß die Frequenz von $10^5/\text{sec.}$ erreicht und 20 000 Touren*) pro Minute nicht überschritten werden sollen, so bleibt bei einem Durchmesser des beweglichen Teils von 305 mm*) für jede Periode nur ein Weg von 3,2 mm: dies ist also die Breite, die ein Paar Ankerspulen mit seiner Isolation im Maximum besitzen darf. Dazu kommen die bekannten mechanischen Schwierigkeiten, hervorgerufen durch die hohe Tourenzahl, die unvermeidlich ist, wenn man nicht die für die Ankerspulen zur Verfügung stehende Breite noch mehr reduzieren will.

Trotz dieser Schwierigkeiten sind seit den ersten Versuchen von N. Tesla immer wieder, besonders in Amerika, solche Maschinen in Angriff genommen worden¹⁹⁴); besonders Fessenden hat ihnen längere Zeit seine Aufmerksamkeit zugewandt. Die Maschinen, die E. F. W. Alexanderson¹⁹⁵) (General electric Co.) auf Anregung von Fessenden (bzw. der Nat. El. Sign. Co.) hergestellt hat, darf vielleicht als das beste, was bisher auf diesem Wege erreicht worden ist, betrachtet werden.

a. Die Maschine für 100 000 Perioden pro Sekunde ($\lambda = 3000 \text{ m}$) ist nach dem Induktortyp gebaut.

Fig. 253 zeigt einen schematischen Schnitt einer Maschine nach diesem Typ. Zur Erregung dient eine einzige, um die ganze Maschine herumgehende große Spule S, durch welche Gleichstrom hindurchgeschickt wird. Die magnetischen Induktions-

*) Werte der Alexandersonschen Maschine für die Frequenz $10^5/\text{sec.}$

linien M dieser Spule verlaufen durch die Eisenkerne E_1 und E_2 der kleinen Ankerspulen S_1 und S_2 . Der einzige bewegliche Teil J besitzt an seiner Peripherie Zähne (bzw. Vorsprünge) Z aus Eisen. Befindet sich ein solcher Zahn eben zwischen den Ankerspulen S_1 und S_2 , so verlaufen die magnetischen Induktionslinien M fast ganz in Eisen, nur in dem ganz kleinen Zwischenraum zwischen den Zähnen Z und den Kernen E_1 und E_2 der Ankerspulen in Luft: der magnetische Widerstand ist ein Minimum, der magnetische Induktionsfluß durch die Ankerkerne E_1 und E_2 ein Maximum. Befindet sich dagegen ein Zahnzwischenraum zwischen den Ankerspulen, so ist der Weg, den die Induktionslinien in Luft zurücklegen müssen und demnach der magnetische Widerstand sehr groß, der magnetische Induktionsfluß durch die Ankerspulen sehr klein. Wenn also der bewegliche Teil J rotiert, so variiert der magnetische Induktionsfluß in den Ankerspulen periodisch zwischen einem maximalen und einem minimalen Wert. Die Folge davon ist, daß in den Ankerspulen eine oszillatorische EMK induziert wird, deren Frequenz = dem Produkt aus der sekundlichen Umdrehungszahl mal der Zahnzahl ist.

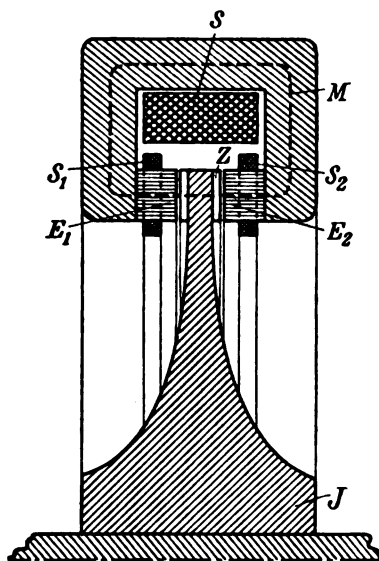


Fig. 256.

Bei der Maschine von Alexander hat der drehbare Teil J ungefähr die Gestalt wie in Fig. 256: die Zahnzahl beträgt 300. Der Zwischenraum zwischen den Zähnen ist mit einem nicht ferro-magnetischen Material (Phosphorbronze) ausgefüllt, so daß die Oberfläche des drehbaren Teils J ganz glatt und ein erheblicher Energieverbrauch durch Luftreibung vermieden ist.

Der Anker, in dem die oszillatorische EMK induziert wird, besteht nicht aus eigentlichen Spulen, sondern aus einem einzigen Draht, der wellenförmig (Fig. 257) gezogen ist: man kann je zwei solche U-förmigen Drähte als ein Paar von hintereinander geschalteten, aber entgegengesetzt gewickelten Spulen mit je einer Windung auffassen. Die eine Hälfte des ausgeführten Ankers zeigt Fig. 258.

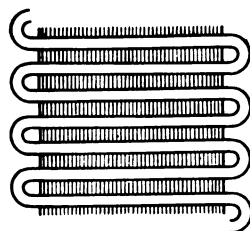


Fig. 257.

Die Leistung der Maschine — sie ist in Fig. 259 mit ihrem Gleichstrommotor abgebildet*) — ist um so höher, je enger der Luftspalt

*) Links Hochfrequenzmaschine, in der Mitte Vorgelege, rechts Motor — Durchmesser der Maschine ca. 30 cm.

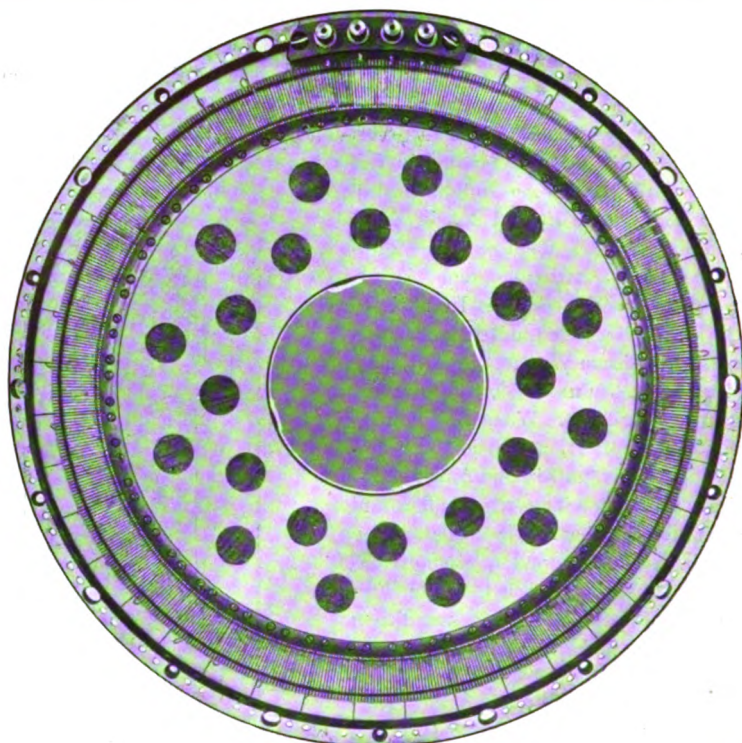


Fig. 258.

55)

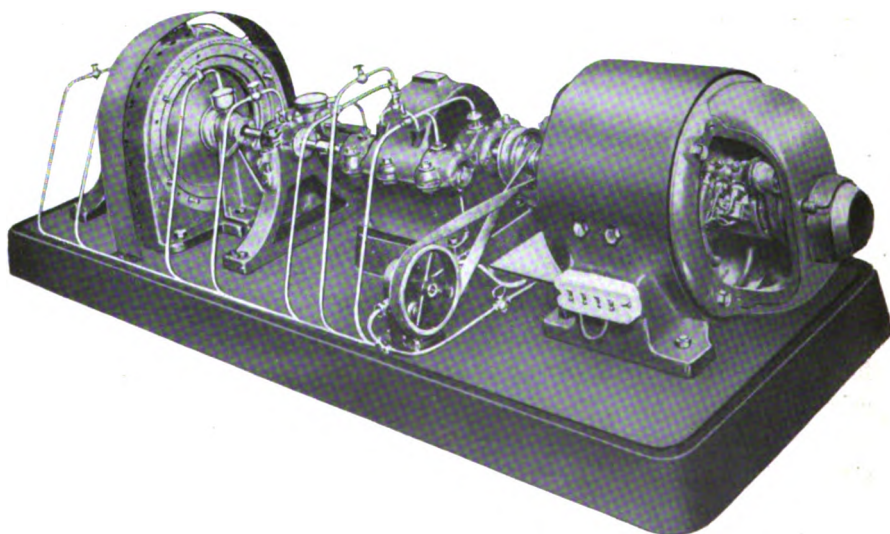


Fig. 259.

55)

zwischen Anker und rotierendem Teil ist. Sie betrug bei einem Luftspalt von 0,37 mm 2,1 KW. Über ihren Wirkungsgrad finde ich keine Angabe.

b. Eine zweite Maschine mit der Frequenz 50 000/sec ($\lambda = 6000$ m) und einer Leistung von 35 KW., die ebenfalls von *Alexander* gebaut wurde, ist in Fig. 260 abgebildet (Durchmesser der Maschine etwa 1 m). Nähere Angaben über dieselbe sind wohl bis jetzt nicht in die Öffentlichkeit gelangt.

c. *R. A. Fessenden*¹⁹⁶⁾ hat noch eine andere Hochfrequenzmaschine beschrieben. Sie ist ebenfalls von Induktortyp, wie die

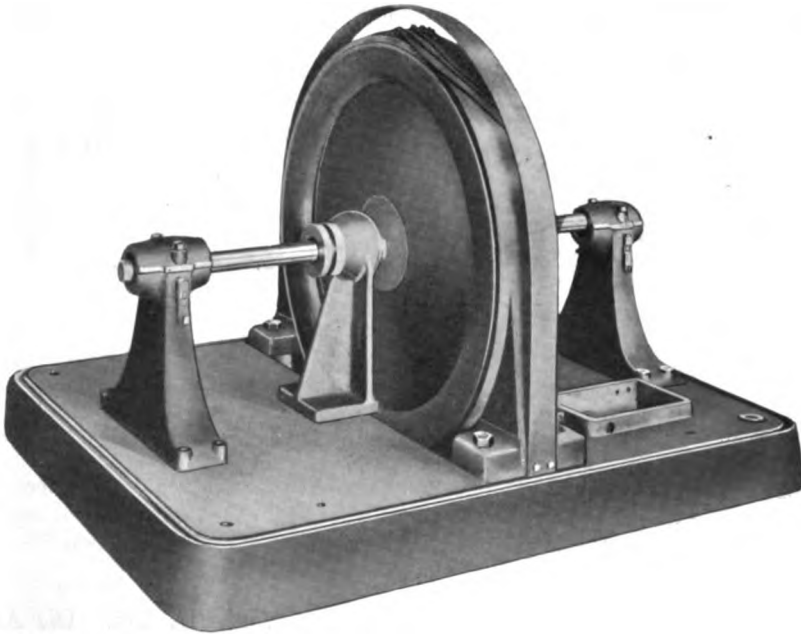


Fig. 260.

56)

*Alexander*sche Maschine, aber mit der Besonderheit, daß der rotierende Teil (J, Fig. 256) gleichzeitig als Rotor (Kurzschlußanker) eines Wechselstrommotors (Frequenz des Wechselstroms = 500/sec) dient. Die ganze Maschine zeichnet sich durch Einfachheit aus und soll bei $N = 1 \cdot 10^5$ /sec 2,5 KW. gegeben haben, ist aber, wie es scheint, nicht praktisch verwendet worden.

122. Die Goldschmidtsche Hochfrequenzmaschine.

*R. Goldschmidt*¹⁹⁷⁾ hat einen prinzipiell anderen Weg eingeschlagen, um die in der drahtlosen Telegraphie nötigen hohen Frequenzen zu erreichen.

a. Die Voraussetzung seiner Methode ist die folgende:

Wenn eine Spule R (Rotor) in dem magnetischen Feld einer festen Spule S (Stator) rotiert (Fig. 261) und diese feste Spule ist von einem Gleichstrom durchflossen, so ist die Frequenz N der in R induzierten EMK bekanntlich = der Umdrehungszahl des Rotors R. Fließt dagegen in der Spule S Wechselstrom der Frequenz N' , so kann, wie eine einfache Überlegung oder Rechnung¹⁹⁸⁾ zeigt, die in R induzierte EMK aufgefaßt werden als zusammengesetzt aus einer EMK \mathcal{E} mit der Frequenz $N + N'$ und einer solchen \mathcal{E}' mit der Frequenz $N - N'$.

Was aber vom Rotor in Beziehung zum Stator gesagt ist, muß notwendig auch vom Stator im Verhältnis zum Rotor gelten: da es für die Induktion nur auf die relative Bewegung der beiden Spulen ankommt, kann man sich auch den Rotor stillstehend, die Statorspule in entgegengesetzter Richtung sich drehend

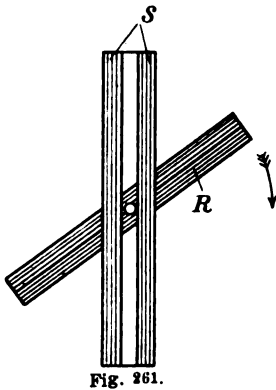


Fig. 261.

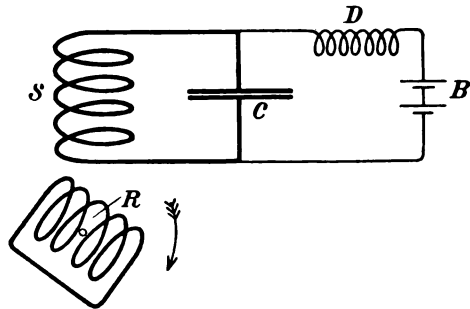


Fig. 262.

denken. Es gilt also auch: wenn im Rotor ein Wechselstrom von der Frequenz N' fließt und er die Umdrehungszahl N besitzt, so wird durch sein Feld im Stator eine EMK \mathcal{E} von der Frequenz $N + N'$ und eine solche \mathcal{E}' von der Frequenz $N - N'$ induziert.

b. Man denke sich nun die Anordnung von Fig. 262. Die Akkumulatorenbatterie B schicke einen Gleichstrom durch die Statorspule S. In dem Rotor wird dann eine EMK \mathcal{E}_1 induziert von der Frequenz N = der Umdrehungszahl des Rotors. Diese schickt einen Wechselstrom J_1 von derselben Frequenz durch den kurzgeschlossenen Rotor R. Nach **a.** wird dann im Stator eine EMK \mathcal{E}_2 von der Frequenz $N + N = 2N$ und eine solche \mathcal{E}_2' von der Frequenz $N - N = 0$ induziert, von denen also die letztere keine oszillatorische EMK ist.

Durch die EMK \mathcal{E}_2 wird in dem Kreise: Statorspule S-Kondensator C ein Wechselstrom J_2 induziert und infolge davon superponiert sich zu dem magnetischen Gleichstromfeld der Spule S ein Wechselfeld von der Frequenz $2N$.

Das hat nach **a** für den Rotor eine EMK \mathcal{E}_3 von der Frequenz $2N + N = 3N$ und eine solche \mathcal{E}_3' von der Frequenz $2N - N = N$, welche letztere sich zu \mathcal{E}_1 addiert, zur Folge. Der durch \mathcal{E}_3 bedingte Wechselstrom J_3 von der Frequenz $3N$ durchfließt den Rotor und induziert nach **a** in der Statorspule S eine EMK \mathcal{E}_4 von der Frequenz $3N + N = 4N$ und eine solche \mathcal{E}_4' von der Frequenz $3N - N = 2N$, welche letztere von derselben Frequenz wie \mathcal{E}_2 ist und sich dieser superponiert und so fort.

Das Resultat der Anordnung von Fig. 262 muß also die Entstehung von Wechselströmen der Frequenz $2N$, $4N$, $6N$ usw. im Stator und der Frequenz N , $3N$, $5N$ usw. im Rotor sein.

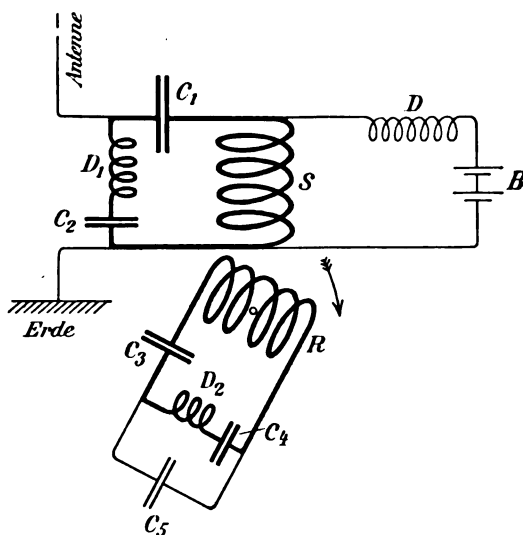


Fig. 263.

c. Was man für die drahtlose Telegraphie tatsächlich braucht, ist aber eine Schwingung einer einzigen Frequenz in der Antenne. Um sie zu bekommen, wendet Goldschmidt — das ist der zweite wesentliche Teil seiner Methode — das Prinzip der Resonanz an und bringt dadurch die Amplitude der von ihm gewünschten Nutzschwingung und derjenigen Schwingungen, durch welche diese bedingt ist, auf einen so hohen Betrag, daß die Amplituden der anderen Schwingungen dagegen verschwinden.

Fig. 263 ist das Schema, das er selbst für diesen Zweck angibt. Zur Verstärkung des Stromes J_1 dient der Kreis $RC_3D_2C_4$, der auf die Frequenz N abgestimmt ist; für die Amplitude des Rotorstroms kommt

also nur der Ohm'sche Widerstand*) dieses Kreises in Betracht. Von dem Strom J_1 geht höchstens ein sehr geringer Teil durch den Kondensator C_3 hindurch, da für die Frequenz N die Induktanz der Spule D_2 gleich der Kondensanz*) des Kondensators C_4 gemacht ist*): dadurch wird die Impedanz des Zweiges D_2C_4 sehr viel kleiner als diejenige des Zweiges C_5 , die gleich der Kondensanz des Kondensators C_5 ist.

Der Statorstrom J_2 der Frequenz $2N$ bekommt sehr hohe Amplitude dadurch, daß der Kreis $SC_1D_1C_2$ auf die Frequenz $2N$ abgestimmt ist. Daß dieser Strom nicht mit merkbarer Amplitude in die Antenne

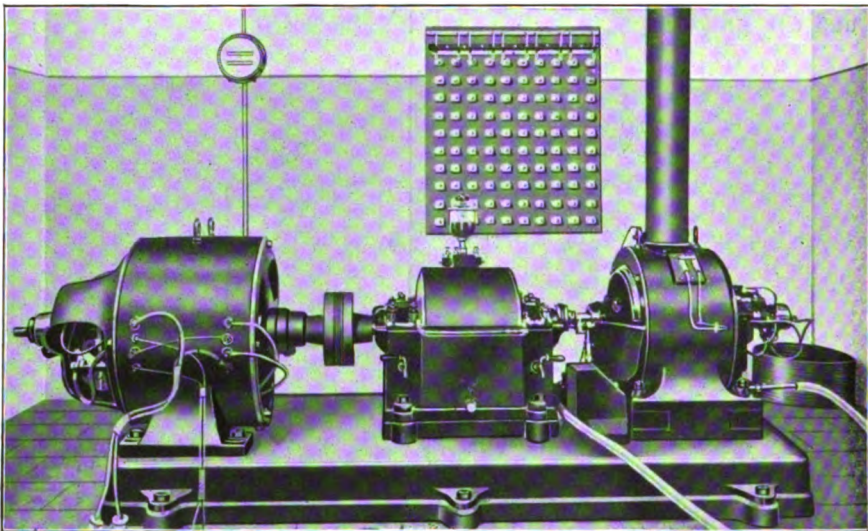


Fig. 264.

gelangt, wird wieder dadurch verhindert, daß die Induktanz der Spule $D_1 =$ der Kondensanz des Kondensators C_2 für die Frequenz $2N$ ist.

*) Für eine Leitung (bzw. einen Kreis), die (der) einen Kondensator von der Kapazität C und eine Selbstinduktion L enthält, besteht bekanntlich folgende Beziehung zwischen dem Strom J und der Spannung \mathfrak{U} zwischen den Enden der Leitung (bzw. der EMK \mathfrak{E} im Kreis)

$$J_0 = \frac{\mathfrak{U}_0 \text{ (bzw. } \mathfrak{E}_0)}{\sqrt{\mathfrak{R}^2 + \left[\omega \mathfrak{L} - \frac{1}{\omega \mathfrak{C}} \right]^2}}.$$

Ist die Induktanz $\omega \mathfrak{L} =$ der Kondensanz $1/\omega \mathfrak{C}$, so wird

$$J_0 = \frac{\mathfrak{U}_0 \text{ (bzw. } \mathfrak{E}_0)}{\mathfrak{R}},$$

also nur durch den Ohm'schen Widerstand \mathfrak{R} bestimmt [vgl. 67 b].

Für den Rotorstrom J_3 von der Frequenz 3 N ist der Kreis RC_3C_5 der Resonanzkreis.

Auf die Frequenz des Nutzstromes J_4 von der Frequenz 4 N ist abgestimmt SC_1 — Antenne — Erde*). Der Nutzstrom fließt mit merklicher Intensität auch nur in die Antenne und nicht durch den Nebenschluß zur Antenne D_1C_2 , da die Impedanz dieses Nebenschlusses für diese Frequenz viel größer ist als die Kondensanz der Antennenkapazität. —

Wollte man die Frequenz 3 N ausnützen, so müßte man die Antenne an den Rotor anschließen statt des Kondensators C_5 , im Statorstromkreis könnten der Kondensator C_2 und die Spule D_1 bei richtiger Dimensionierung von C_1 fehlen. Die Schaltung würde dadurch erheblich einfacher, aber die Frequenz auch nur auf den dreifachen Wert der natürlichen, durch Pol- und Umdrehungszahl der Maschine bestimmten Frequenz gebracht.

d. In Fig. 264 rechts ist eine Goldschmidtsche Maschine, die seit April 1910 auf der Station Eberswalde der C. Lorenz-A.G. im Betrieb ist oder war, abgebildet. Links ist der Antriebsmotor, in der Mitte ein Vorgelege, um die geringe Tourenzahl des Motors auf die hohe der Hochfrequenzmaschine zu bringen. Die Maschine, die natürlich vielpolig gebaut ist, liefert bei einer Frequenz $3 \cdot 10^4/\text{sec}$ ($\lambda = 10\,000\text{ m}$) 12,5 KW. bei einem Wirkungsgrad von 80 %, bei einer Frequenz von $6 \cdot 10^4/\text{sec}$ ($\lambda = 5000\text{ m}$) 8 bis 10 KW**).

*) Das System Antenne — Erde kann für den vorliegenden Zweck einfach als ein Kondensator aufgefaßt werden.

**) Über die Hochfrequenzmaschine des Grafen von Arco (Ges. f. drahtl. Tel.) und die dabei angewandte Methode zur Transformation der Frequenz¹⁹⁹⁾ vgl. die Bemerkungen am Schluß des Buches über die Entwicklung der drahtlosen Telegraphie in den letzten Jahren.

Kapitel IX.

Ungedämpfte*) Schwingungen nach der Lichtbogenmethode.

§ 1. Die verschiedenen Anordnungen.

123. Die Aufgabe und ihre Lösung durch V. Poulsen.

Die Bedingungen, denen ungedämpfte Schwingungen zu genügen haben, wenn sie für drahtlose Telegraphie Anwendung finden sollen, sind:

1. Ihre Frequenz muß in demjenigen Gebiet liegen, mit welchem bei der drahtlosen Telegraphie gearbeitet wird (d. h. N ungefähr zwischen $10^6/\text{sec.}$ und $4 \cdot 10^4/\text{sec.}$ entsprechend λ zwischen 300 und 8000 m).

2. Die Energie, die sie liefern können, und

3. die Konstanz von Amplitude und Frequenz muß für die Stationen der drahtlosen Telegraphie ausreichen.

Die Anordnung, mit der es möglich ist, in einem Kondensatorkreis ungedämpfte Schwingungen zu erzeugen, ist diejenige von Fig. 244, S. 235, d. h. dieselbe, mit der auch ein Löschfunkenkreis durch Gleichstrom erregt werden kann. Ob man mit dieser Anordnung ungedämpfte Schwingungen oder gedämpfte erhält, hängt von der Beschaffenheit des Kondensatorkreises, von der Natur der Gasstrecke F, von der Spannung der Maschine, dem Widerstand und Selbstinduktionskoeffizienten der Speiseleitung und endlich davon ab, ob und wie fest der Kondensatorkreis mit einem Sekundärsystem gekoppelt ist.

a. El. Thomson und N. Tesla und später auch R. A. Fessenden haben diese Anordnung schon sehr früh²⁰⁰⁾ angewandt, um damit durch Gleichstrom die

*) Ich verstehe unter ungedämpften Schwingungen solche, bei denen die Amplitude von Periode zu Periode dieselbe bleibt (bei der Lichtbogenmethode Schwingungen I. oder II. Art [130 und 131]). — Häufig wird dafür auch der Name „kontinuierliche“ Schwingungen benützt. Gegen diesen Ausdruck spricht, daß es kontinuierliche Schwingungen gibt, bei denen die Amplitude von Periode zu Periode verschieden ist (vgl. Fig. 290 und 109 ●). Der Ausdruck ist also im vorliegenden Fall nicht eng genug.

Schwingungen eines Kondensatorkreises dauernd anzuregen [115]. Daß die beiden ersten tatsächlich ungedämpfte Schwingungen mit einer für die drahtlose Telegraphie in Betracht kommenden Frequenz und Energie bekommen haben, ist in hohem Maße unwahrscheinlich. Bei El. Thomson besaß die Funkenstrecke (der Lichtbogen) Elektroden aus festem Metall in Luft von Atmosphärendruck; damit ist es aber bei Spannungen, die nicht weit über 1000 Volt liegen, kaum möglich ungedämpfte Schwingungen hoher Frequenz zu bekommen, die auch nur den bescheidensten Anforderungen an Regelmäßigkeit genügen. Tesla verwandte zum Teil Kohleelek-

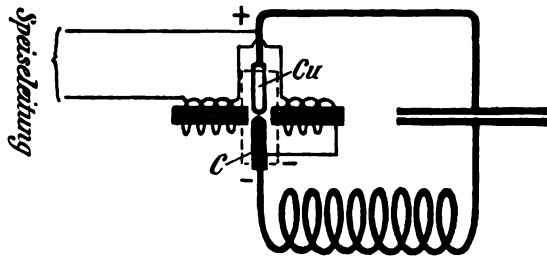


Fig. 265.

troden, mit denen die Erzeugung ungedämpfter Schwingungen viel leichter ist; falls er sie bekommen hat, kann ihre Frequenz jedenfalls nicht hoch gewesen sein, da auch diejenigen der höchsten Frequenz (Funkenzahl) einen hörbaren Ton gaben.

Später hat dann W. Duddell²⁰¹⁾ mit der Anordnung von Fig. 244 und Kohleelektroden gearbeitet und mit ihr sicher ungedämpfte Schwingungen erhalten. Er hat auch schon die Bedingung für das Bestehen solcher Schwingungen diskutiert und durch seine Versuche ist diese Art der Schwingungserzeugung populär geworden.

Bald darauf fing man dann an die Vorgänge bei der drahtlosen Telegraphie mit gedämpften Schwingungen näher zu studieren und die Vorteile geringer

Dämpfung im Sender einzusehen. Ungedämpfte Schwingungen war von jetzt an der fromme Wunsch der meisten, die auf diesem Gebiete arbeiteten. Bei dem Versuch, die Frequenz bei der Duddellschen Anordnung in dasjenige Gebiet zu steigern, das in der drahtlosen Telegraphie verwandt werden muß, stieß man aber auf Schwierigkeiten. Es wurde deshalb nach einer großen Reihe erfolgloser Versuche längere Zeit angenommen, daß es unmöglich sei, bei Verwendung eines

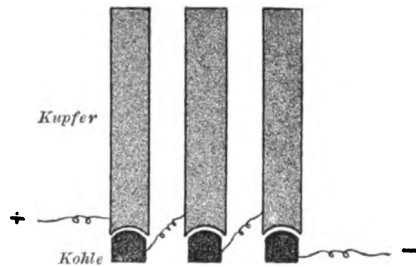


Fig. 266.

Kohlelichtbogens in der Duddellschen Anordnung ungedämpfte Schwingungen zu erzeugen, deren Frequenz 100 000/sec. übersteigt. Wertheim-Salomonson²⁰²⁾ hat allerdings diese Anschauung durch die Tat widerlegt: es gelang ihm Schwingungen mit der Frequenz 400 000/sec. bei der Duddellschen Anordnung zu erhalten. Allein die Energie, welche diesen Schwingungen entzogen werden konnte, war eine so geringe, daß die Versuche noch nicht als eine praktische Lösung der Aufgabe, ungedämpfte Schwingungen für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie herzustellen, betrachtet werden konnten.

b. Diese Aufgabe ist zuerst von V. Poulsen²⁰³⁾ gelöst worden. Er hatte nachgewiesen, daß die Anordnung von Fig. 244 ungedämpfte Schwingungen von der für die drahtlose Telegraphie notwendigen Frequenz und Energie liefert, wenn man sie in der folgenden Weise abändert:

1. Die Gasstrecke (der Lichtbogen, F Fig. 244) wird in Wasserstoff oder ein wasserstoffhaltiges Gas gesetzt.

2. Man verwendet für die positive Elektrode der Gasstrecke (des Lichtbogens) eine Kupferelektrode, die eventuell noch durch fließendes

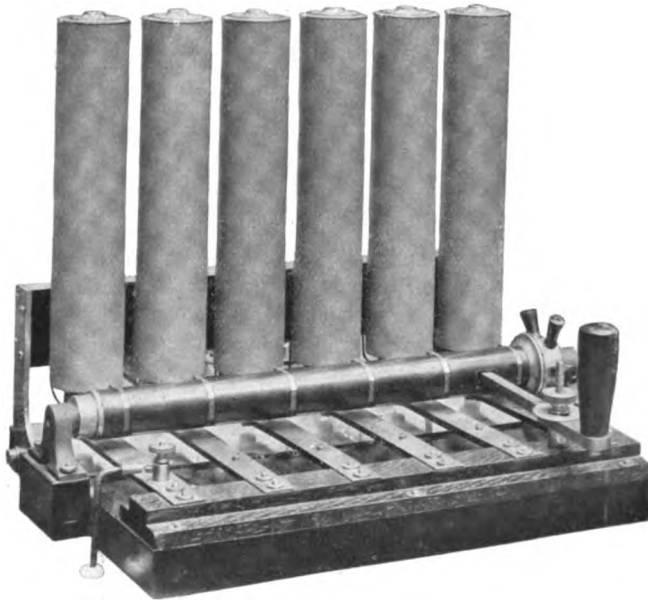


Fig. 267.

82)

Wasser gekühlt wird, und behält nur für die negative Elektrode die Bogenlampenkohle bei.

3. Man läßt auf den Lichtbogen ein Magnetfeld wirken (*magnetisches Gebläse*).

Dazu kommt eine Maßregel, welche die Regelmäßigkeit der Schwingungen erhöht und deshalb praktisch wichtig ist:

4. Man läßt die eine (Kohlen-)Elektrode langsam rotieren.

Die Poulsensche Anordnung (der „Poulsengenerator“, die „Poulsenlampe“) ist also im Prinzip diejenige von Fig. 265, worin die zur Drehung der einen Elektrode notwendigen Hilfsapparate weggelassen sind. Die beiden vom Gleichstrom durchflossenen Spulen mit ihren Eisenkernen liefern das magnetische Gebläse.

Die von P o u l s e n angegebenen Mittel sind nicht gleichwertig. Die wasserstoffhaltige Atmosphäre, eventuell zusammen mit dem von ihm gewählten Elektrodenmaterial, genügt schon, um die für die drahtlose Telegraphie nötige hohe F r e q u e n z bei genügender Konstanz der Schwingung zu erzielen. Das Magnetfeld ist nur nötig — aber, wie es scheint, auch unbedingt —, wenn von dem Kondensatorkreis sehr hohe Energie verlangt wird.

c. Zu einer etwas anderen Lösung der Aufgabe ist die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie²⁰⁴⁾ gelangt durch Versuche, die sie auf Anregung von H. Th. Simon unternommen hatte. Ihre „Hochfrequenzlampe“ ist durch folgende Punkte (Fig. 266) gekennzeichnet:

1. Wie beim Poulsengenerator ist die negative Elektrode am Lichtbogen Kohle, die positive Kupfer, das durch Wasser besonders gekühlt wird.
2. Der Bogen brennt in einer Aushöhlung der Kupferelektrode, also im wesentlichen in denjenigen Gasen, die sich beim Lichtbogen bilden*).
3. Es werden mehrere solcher Lichtbogen hintereinander geschaltet.

Eine ausgeführte Hochfrequenzlampe dieser Art ist in Fig. 267 abgebildet; sie wurde einige Zeit für drahtlose Telephonie gebraucht, wird aber wohl jetzt nicht mehr gebaut²⁰⁶⁾.

124. Die technische Ausführung der Poulsengeneratoren**).

a. Eine erste Ausführungsform des Poulsengenerators mit transversalem Magnetfeld nach dem in Fig. 265 angegebenen Schema ist in Fig. 268 (C. Lorenz A.-G.) und 269²⁰⁶⁾ abgebildet. Der die starken Kühlrippen enthaltende Teil, die „Flammenkammer“, enthält die beiden horizontalen Elektroden, die durch einen Hebel (in Fig. 268 oben rechts) beim Zünden zu kurzer Berührung gebracht werden können. Die großen Spulen mit ihren Eisenkernen liefern das im Innern der Flammenkammer horizontal verlaufende Magnetfeld, der kleine Motor dient zur Drehung der Kohlenelektrode.

*) Ähnlich wie bei den Spar-Bogenlampen.

**) Die konstruktive Durchbildung der P o u l s e n generatoren ist wohl das Verdienst der früheren Amalgamated Radiotelegraph Co. (besonders des Herrn R a u s c h v o n T r a u b e n b e r g²⁰⁷⁾ und der Telephon- und Telegraphenwerke C. L o r e n z A.-G.

b. Eine davon verschiedene zweite Ausführungsform, die für drahtlose Telephonie und für alle Zwecke, bei denen es nicht auf große Energie ankommt, verwendet wird, ist in Fig. 270 schematisch dargestellt. Der Lichtbogen ist vertikal, die Kupferelektrode, die als Rippenkörper (R) ausgebildet ist, befindet sich oben, die Kohleelektrode, die aus einem kurzen Stück Homogenkohle besteht, unten. Das Magnetfeld wird erzeugt durch eine einzige Spule S mit vertikalem Eisenkern E_1 ,

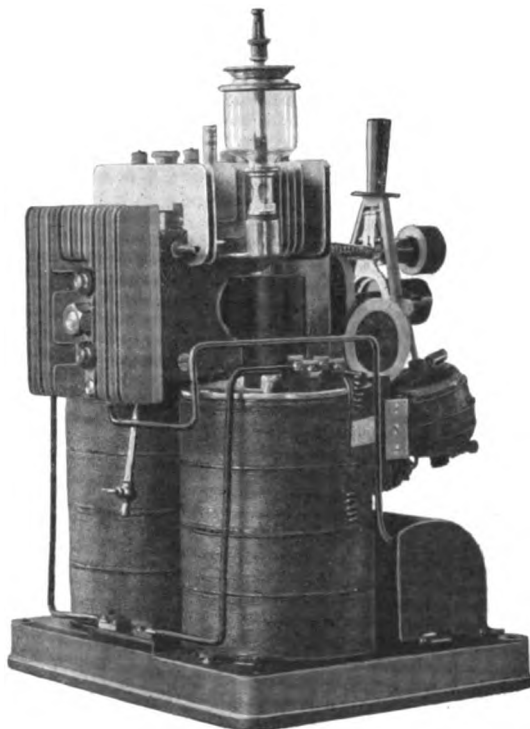


Fig. 268.

51)

der Verlauf der magnetischen Induktionslinien auf die geeignete Form gebracht durch einen Eisenring E_2 , der sich an der Kupferelektrode befindet. Das Magnetfeld bewirkt, daß der Lichtbogen langsam im Kreis herumläuft.

Wie diese Form des Pulsengenerators konstruktiv durchgebildet worden ist, geht aus der photographischen Abbildung Fig. 271 hervor.

Bei der zweiten Form wird durch das Magnetfeld hauptsächlich erreicht, daß der Bogen immer an einer neuen Stelle der Elektrode über-

geht; es wird also eine Drehung der Elektroden überflüssig. Der Nachteil ist aber der, daß man bei dieser Anordnung nicht dieselben magnetischen Feldstärken und nicht in derselben günstigen Weise verwenden, und infolge davon nicht dieselbe Energie der Schwingungen erreichen kann wie bei der Anordnung mit transversalem Magnetfeld*).

c. Die wasserstoffhaltige Atmosphäre wurde früher dadurch hergestellt, daß man durch den Kasten des Poulsengenerators

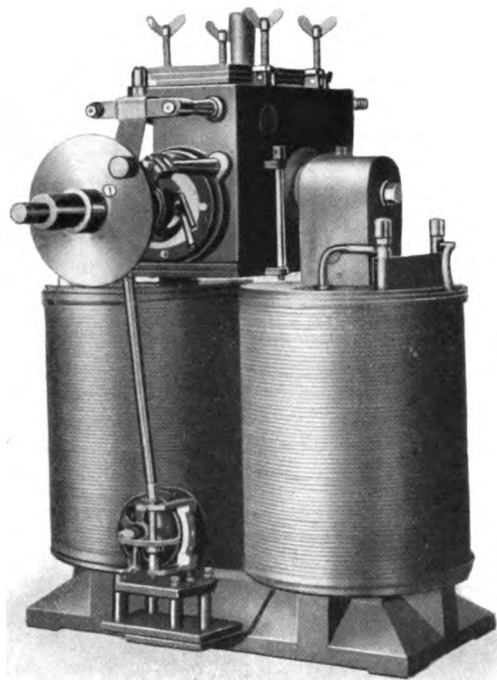


Fig. 269.

206)

einen Wasserstoffstrom hindurchleitete. Der Wasserstoff wurde entweder einer käuflichen Wasserstoffbombe entnommen oder in besonderen Apparaten aus Wasser und Kalziumhydrür entwickelt.

*) Die Station Knochroe²⁰⁸⁾, die mit 10–15 KW Schwingungsenergie arbeitete, besaß ein transversales Magnetfeld mit 10 000 Induktionslinien pro Quadratcentimeter. — Die Station Cullercoats²⁰⁸⁾ (5 KW) war mit einem Poulsengenerator der zweiten Form ausgestattet. — Die Energie, die man den Schwingungen entziehen kann, soll ungefähr 19% der von der Gleichstrommaschine gelieferten Energie betragen²⁰⁷⁾.

Viel einfacher ist die Anordnung, die in neuerer Zeit wohl immer verwendet wird. Auf dem Kasten befindet sich ein kleines Gefäß von ähnlicher Gestalt wie die Ölschmiergefäße (vgl. Fig. 268, 269). Aus diesem Gefäß, das Alkohol enthält, tropft fortgesetzt etwas

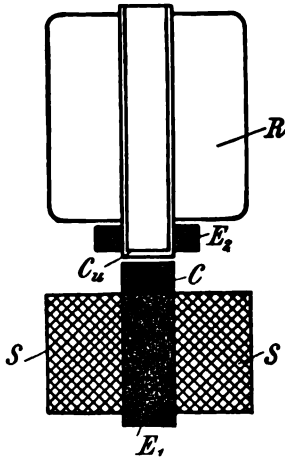


Fig. 270.

Alkohol in die Flammenkammer des Poulsengenerators und verdampft dort.

125. Poulsenlampen für Meßzwecke¹¹⁵⁾.

Für Meßzwecke kommt es weniger auf große Energie, als auf möglichste Konstanz der Schwingungen an. Es ist deshalb ein transversales Magnetfeld nicht am Platze, da es ungünstig auf die Konstanz wirkt [136 c]. Ganz besonders wichtig ist ferner, daß die Kapazität des Kondensators nicht zu groß gemacht wird [135 c].

a. Für manche Zwecke genügen schon Lampen von der aus Fig. 272 ersichtlichen einfachen Form (F. Kiebitz): P ist ein Kupferblech von oben durch Wasser gekühlt; K eine verstellbare Kohlenelektrode. Als

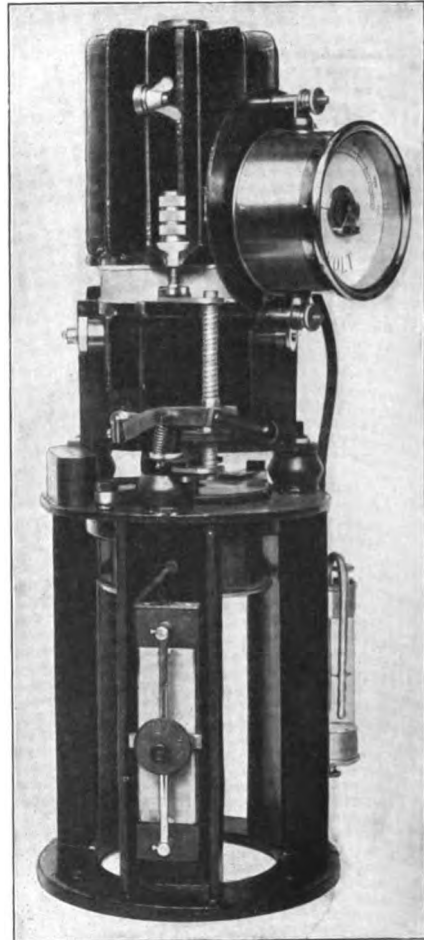


Fig. 271.

61)

Gas, in welchem der Bogen brennt, wird Wasserstoff, den man durch Azeton hindurchperlen läßt, empfohlen.

b. Die physikalisch-technische Reichsanstalt hat eine Poulsenlampe für Meßzwecke hergestellt, die besonders konstante Schwingungen, aber auch ganz geringe Energie gibt.

„Bei dieser Lampe brennt der Lichtbogen zwischen einem gekühlten äußeren Kupferzylinder von 23 mm innerem Durchmesser und 30 mm Höhe und dem Mantel einer 20 mm dicken Homogenkohle. Ein Magnetfeld in Richtung der Kohlenachse in regulierbarer Stärke erhält den Bogen dauernd in Rotation und bewirkt so ein allseitig gleichmäßiges Abbrennen der Kohle. Die Zentrierung der letzteren in dem Kupferrohr erfolgt mittels je dreier Schrauben an den Kohlenenden und läßt sich bequem auch während des Brennens ausführen. Das Magnetfeld wird durch eine vom Lampenstrom durchflossene Spule erzeugt. Den Gleichstrom für den Bogen liefert eine Akkumulatorenbatterie von 240 Volt Spannung. Als Vorschaltwiderstand wird mit Vorteil ein aus Nernst'schen Eisenwiderständen gebildeter benutzt.“

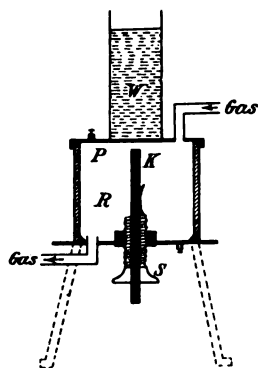


Fig. 272.

c. Eine speziell für Meßzwecke bestimmte Poulsenlampe der Firma C. Lorenz A.-G. ist in Fig. 273 abgebildet. Sie ist mit einer automatischen Reguliervorrichtung für den Bogen (in Fig. 273 unter der eigentlichen Lampe) versehen und soll lange Zeit hindurch sehr konstante Schwingungen geben.

126. Die Schaltung des Poulsensenders.

a. Gekoppelter Poulsensender. In der ersten Zeit, nachdem der Poulsengenerator erfunden worden war, wurde wohl fast allgemein in derselben Weise gearbeitet wie beim Braun'schen Sender: man schaltete den Poulsengenerator in einen Kondensatorkreis ein und koppelte damit die Antenne.

Allerdings sah der Kondensatorkreis beim Poulsensender ganz anders aus als bei einem Braunschen. Von den Bedingungen für den Poulsensender,

1. möglichst geringe Dämpfung,
 2. verhältnismäßig geringe Kapazität und große Selbstinduktion,
- steht die letztere im Gegensatz zu den Verhältnissen beim Braunschen Sender, wo man die Kapazität möglichst groß wählt [106 d]. Und wegen der ersteren verzichtete man auf Kondensatoren aus festem Isolations-

material mit seinem Verlust durch die elektrische Hysteresis und benutzte Luft- oder Ölkondensatoren. Die Verwendung dieser Kondensatoren bietet bei den ungedämpften Schwingungen auch viel weniger Schwierigkeit als beim Braunschen Sender: man arbeitet bei den ungedämpften Schwingungen im allgemeinen mit viel geringerer Spannung (höchstens einige tausend, meist nur einige hundert Volt) und viel kleinerer Kapazität*).

Auch jetzt noch wird besonders für drahtlose Telephonie

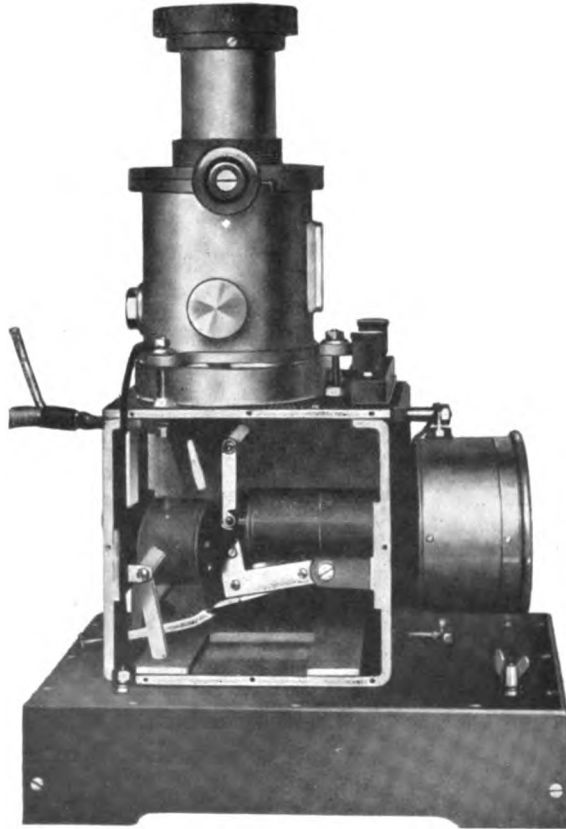


Fig. 273.

(Kapitel XIV), ausnahmsweise auch für drahtlose Telegraphie, mit gekoppeltem Poulsensender gearbeitet.

*) Die Kapazität der für transatlantische Versuche bestimmten Poulsenstation Knockroe²⁰⁸⁾ betrug nur 0,03 MF., während der Braunsche Sender in Nauen eine Kapazität von 0,4 MF. und die Marconi-Station Clifden eine Kapazität von 1,6 M.F. (Luftkondensatoren) besaß [108 a].

Die Koppelung zwischen Primärkreis und Antenne war in der Poulsenstation Knockroe²⁰⁸) induktiv und lose. Gelegentlich wurde aber auch mit sehr fester Koppelung gearbeitet. Eine mittlere Koppelung soll ungünstig sein, weil dann leicht die Frequenz der Schwingungen zwischen zwei Werten hin und her springt*).

b. Ungekoppelter Poulsensender.

Wenn man als Antennen solche mit verhältnismäßig großer Kapazität verwendet und in dieselben Spulen von beträchtlichem Selbstinduktionskoeffizienten einschaltet, so ist das Verhältnis von verbrauchter zu umgesetzter Energie und das Verhältnis von Kapazität zu Selbstinduktion schon ungefähr von der Größe wie bei einem normalen Kondensatorkreis für einen Poulsengenerator. In diesem Falle kann dann die Koppelung der Antenne mit einem Kondensatorkreis keine Vorteile mehr bringen. Man schaltet deshalb in der Regel direkt in die Antenne ein und erreicht dadurch eine besonders einfache Anordnung.

Wenn die Kapazität der Antenne verhältnismäßig klein ist, wird häufig die in Fig. 205 [98 b] dargestellte Schaltung — die Poulsenlampe zwischen A und E — benutzt, die in diesem Zusammenhang häufig den Namen „*Schwinggradschaltung*“ führt²⁰⁹).

127. Vorrichtungen zum Geben.

a. Bei der Telegraphie mit gedämpften Schwingungen genügt zum Aussenden der Telegramme ein Taster, durch welchen der Strom abwechselnd geschlossen und geöffnet wird [116]. Bei den ungedämpften Schwingungen liegen die Verhältnisse nicht so einfach. Die Gründe dafür sind die folgenden:

Die Entfernung der Elektroden, die für die Erzeugung der Schwingungen am günstigsten ist, ist im allgemeinen größer, als daß die Spannung der Maschine ausreichte, um von selbst den Lichtbogen zu zünden, wenn er auch nur während einiger Zehntelsekunden ausgegangen ist. Es genügt also zum Zünden nicht, einfach durch einen Taster die Speiseleitung zu schließen.

Man könnte dem in zweierlei Weise abhelfen. Man könnte durch geeignet geschaltete Kondensatoren, Selbstinduktionsspulen, auch Transformatoren dafür sorgen, daß beim Schließen der Speiseleitung Überspannungen entstehen, welche den Bogen zum Zünden bringen. Oder man könnte den Taster so einrichten, daß beim Niederdrücken desselben die Elektroden ganz oder nahezu zur Berührung kommen.

*) Es wird meist angegeben, daß „von den beiden Koppelungswellen“ bald die eine, bald die andere aufträte. Es ist mir indes nicht bekannt, ob jemals nachgewiesen wurde, daß die beiden Schwingungen, die beim Poulsen sender abwechselungsweise entstehen können, identisch sind mit den beiden Schwingungen, die bei der Koppelung gedämpfter Schwingungen gleichzeitig vorhanden sind.

Beide Anordnungen haben aber einen großen Mangel. Bei ungedämpften Schwingungen ist es verhältnismäßig schwierig, die Frequenz und Amplitude der Schwingungen konstant zu halten. Es ist deshalb von größter Wichtigkeit, diejenigen Verhältnisse, welche die Schwingungen beeinflussen, möglichst unverändert zu lassen. Wird also der Speisestrom fortgesetzt geöffnet und geschlossen, so ist es fast unmöglich, daß sich ein stationärer Zustand einstellt und die Schwingungen die nötige Konstanz erreichen.

Bei allen Vorrichtungen also, die zum Geben, d. h. dazu benutzt werden sollen, um abwechselungsweise die Wellen auszusenden und sie zu unterdrücken, ist dafür Sorge zu tragen, daß die Schwingungen möglichst wenig beeinflusst werden.

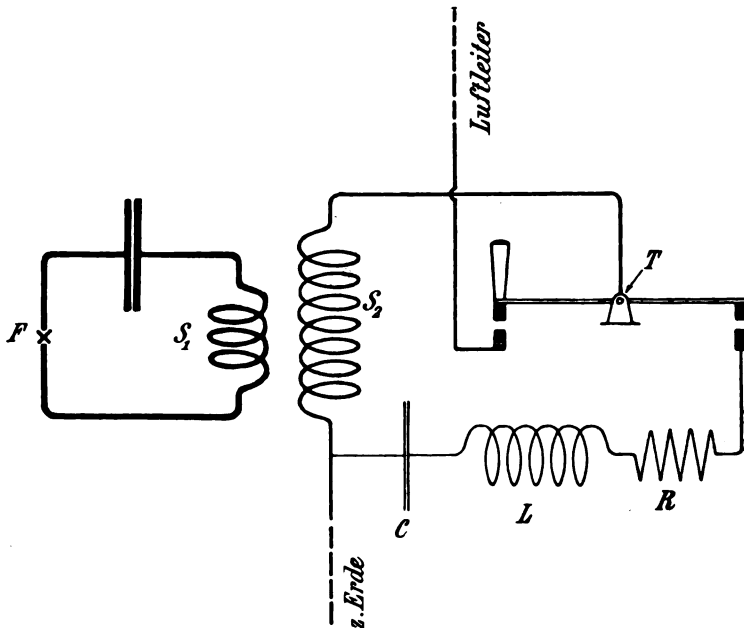


Fig. 274.

b. Von den vielen mehr oder weniger wirksamen Anordnungen, die zu diesem Zweck angegeben wurden, seien nur wenige erwähnt.

Für den Fall des gekoppelten Poulsensenders bestimmt ist die Anordnung von P. O. Pedersen²¹⁰⁾, die schematisch in Fig. 274 dargestellt ist und, wie es scheint, bei den Stationen von Poulsen früher allgemein zur Verwendung kam. Drückt man den Taster T nieder, so schließt man den Luftleiter an die Spule S_2 an. Läßt man ihn los, so induziert der Primärkreis I auf den geschlossenen Kondensatorkreis $S_2 C L R$, dessen Kapazität, Selbstinduktionskoeffizient und Dekrement denselben Betrag besitzen wie die entsprechen-

den Größen des Luftleiters. Für den Primärkreis bleiben also die Verhältnisse genau gleich, mag der Taster niedergedrückt oder losgelassen sein.

In dem Fall, daß der Poulsengenerator direkt in der Antenne liegt, schlägt die Firma C. Lorenz²¹⁰⁾ vor, in die Antenne einen Eisenwiderstand und in Serie damit einen Kondensatorkreis einzuschalten *) und beide durch den Taster beim Geben kurzzuschließen.

c. Bei dem Schnelltelegraphenapparat von P. O. Pedersen¹⁸⁶⁾ ist ein kleiner Teil der in die Antenne eingeschalteten Selbstinduktion gewöhnlich kurzgeschlossen, so daß die von der Antenne ausgesandten Wellen etwas kürzer sind als die Eigenwellenlänge des Empfängers. Sollen Zeichen ausgesandt werden, so wird dieser Kurzschluß aufgehoben und der Empfänger spricht auf die Wellen an.

128. Der Vieltonsender von C. Lorenz²¹¹⁾.

Abgesehen von der direkten Verwendung der ungedämpften Schwingungen für die drahtlose Telegraphie lassen sich nach einem Vorschlag von W. Burstyn ungedämpfte Schwingungen eines Kondensatorkreises — des „Tonkreises“ — verhältnismäßig niederer Frequenz auch dazu verwenden, um den Funken eines Löschfunkenkreises in der Periode dieses Tonkreises zu beeinflussen, so daß im Empfangstelephon ein Ton von dieser Periode gehört wird (Tonsender).

Die Schaltung ist in Fig. 275 skizziert. Der Löschfunkenkreis ist der Kreis C L T F, der Speisestrom in der Speiseleitung $L_0 R_0$ wird einer Gleichstrommaschine M entnommen. Parallel zu der Funkenstrecke F liegt nun auch der Tonkreis $C_1 L_1$, der aus einem großen Kondensator C_1 und einer Drosselspule L_1 besteht. Dieser Kondensatorkreis gerät in ungedämpfte Schwingungen, und die Verhältnisse liegen ungefähr so, wie wenn man (etwa durch eine Wechselstrommaschine) dem

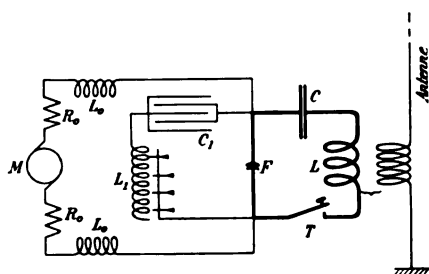


Fig. 275.

*) Schaltung des Kondensatorkreises in der Antenne wie diejenige des Kondensatorkreises A L B C A in Fig. 205. — Durch den Kondensatorkreis wird die Wellenlänge der Schwingungen vergrößert, durch den Energieverbrauch im Eisenwiderstand die Amplitude derselben verkleinert.

von der Gleichstrommaschine entnommenen Speisestrom einen Wechselstrom von der Periode des Tonkreises überlagerte.

Die Anordnung ist besonders von der Firma C. Lorenz technisch ausgebildet worden. In ihrer Ausführung, dem „Vieltonsender“ (Fig. 276), ist der Kondensator C ein Glimmerkondensator (in Fig. 276 links unten), die Funkenstrecke, die in Fig. 233 [111 d] abgebildete, die Spule L_1 eine solche mit Eisenkern (in Fig. 276 hinter der Funkenstrecke). Die elektrischen Verhältnisse sind derartig bemessen, daß die Entladungen des Kreises C L T F (Fig. 275) von der in 109 e bespro-

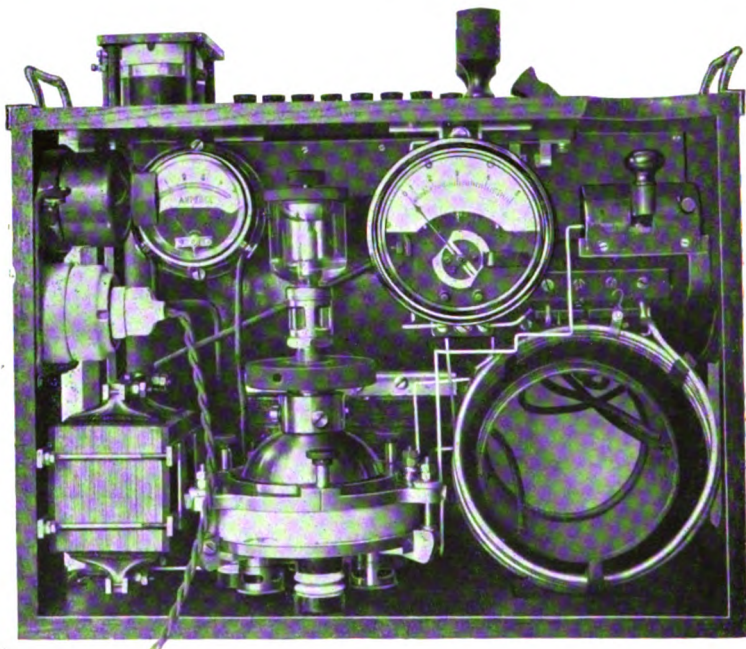


Fig. 276.

chenen Form sind, daß also Stoßerregung eintritt.

Durch eine Klaviatur (in Fig. 276 oben auf dem Kasten) können von der Spule L_1 (Fig. 275) mehr oder weniger Windungen eingeschaltet werden, so daß man dadurch in sehr einfacher Weise die Frequenz des Tonkreises und damit den Ton im Empfängertelephon variieren kann. In dieser leichten Veränderlichkeit des Tones liegt ein Vorteil dieser Anordnung vor der Tonerzeugung durch eine Wechselstrommaschine, während man bei der letzteren zweifellos in der Größe der zu verwendenden Energie viel weniger beschränkt ist.

§ 2. Die Vorgänge *) bei der Lichtbogenmethode.

129. Die Charakteristik des Lichtbogens.

Unter der Charakteristik des Lichtbogens (oder eines anderen vom Strom durchflossenen Leiters) versteht man eine Kurve, deren Abszissen dem Strom durch den Bogen, deren Ordinaten der Spannung zwischen den Elektroden des Bogens proportional sind.

a. Experimentelle Darstellung.

Die Charakteristik für Gleichstrom (sogenannte „statische Charakteristik“) erhält man einfach, indem man den Strom mit einem Strommesser, die Spannung zwischen den Elektroden des Lichtbogens mit

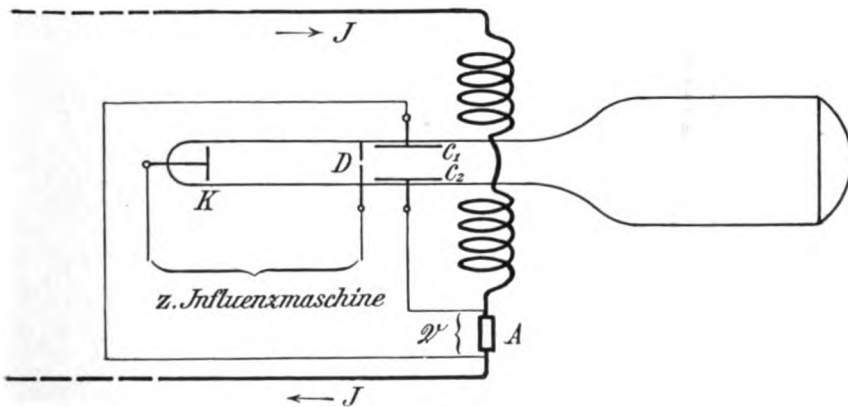


Fig. 277.

einem Spannungsmesser mißt und dann die zusammengehörigen Werte von Strom und Spannung in einer Kurve aufträgt.

Ist der Strom der Zeit nach veränderlich, z. B. ein Wechselstrom, so bietet ein Hilfsmittel zur Darstellung der Charakteristik die Braunsche Röhre in der Schaltung Fig. 277**). Die Kurve, welche der Fleck auf dem Schirm der Braunschen Röhre durchläuft, ist

*) Die Aufklärung dieser Vorgänge ist in erster Linie das Verdienst von W. Duddell, A. Blondel, H. Th. Simon, H. Barkhausen²¹²⁾. — Es scheint in neuerer Zeit die Anschauung sich verbreiten zu wollen, als ob diese Arbeiten von Einfluß auf die Erfindung von Poulsen gewesen wären, als ob Poulsen nur die mehr oder weniger selbstverständlichen Folgerungen aus vorhandenen theoretischen Arbeiten gezogen hätte. Das ist ein Anachronismus: die Patentanmeldungen von Poulsen sind aus dem Jahre 1902 bzw. 1903, also 2–3 Jahre älter als die theoretischen Arbeiten, die in Betracht kommen könnten.

**) C_1, C_2 sind kleine Platten zur elektrischen Ablenkung der Kathodenstrahlen; A ist der Leiter, dessen Charakteristik zur Darstellung kommen soll.

die Charakteristik für den betreffenden variablen Strom („*dynamische Charakteristik*“).

b. Die statische Charakteristik des Lichtbogens¹⁰⁷⁾.

Es war in 9 b angegeben worden, daß für Gleichstrom innerhalb gewisser Grenzen die Spannung \mathscr{U} am Lichtbogen zu dem Strom J durch denselben in der Beziehung steht

$$\mathscr{U} = a + \frac{b}{J}$$

(a und b Konstante). Die Charakteristik ist also eine gleichseitige Hyperbel (Fig. 278). Man nennt eine solche Charakteristik eine „*fallende*“, da einer Zunahme des Stroms ein Abfall der Spannung entspricht.

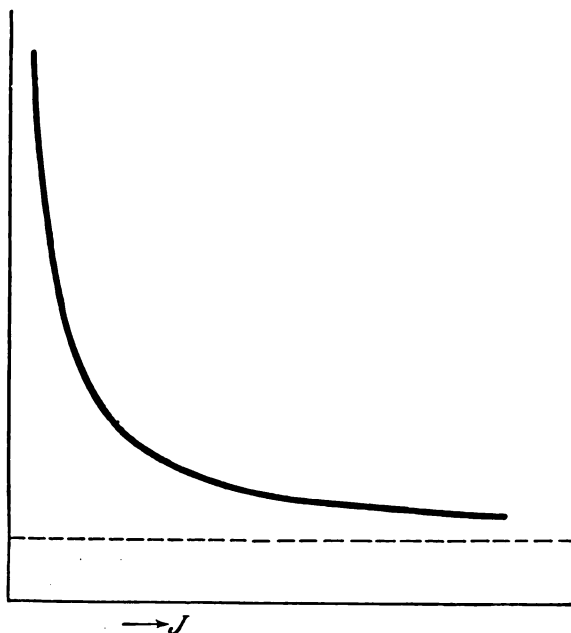


Fig. 278.

Für sehr große Stromstärken ist merklich

$$\mathscr{U} = \text{konst.} = a.$$

Für sehr kleine Stromstärken stimmt die Beziehung nicht, insbesondere wird für $J = 0$ nicht $\mathscr{U} = \infty$, sondern es wird die Spannung

$$\mathscr{U} = \mathscr{U}_z,$$

d. h. gleich der Entladungs- oder Zündspannung, demjenigen Wert, der zum Durchschlagen der Gasstrecke zwischen den beiden Elektroden nötig ist. Nach 42 hängt diese Zündspannung von der Form

und Entfernung der Elektroden und von der Beschaffenheit des Gases ab. Sie ist außerordentlich viel größer als die Spannung, die zwischen den Elektroden des Lichtbogens besteht, während derselbe einigermaßen kräftig brennt*) [vgl. Tabelle V].

c. Die dynamische Charakteristik für Wechselstrom ist von der Form der stark ausgezogenen Kurve von Fig. 279. Wesentlich daran sind zwei Punkte:

1. Der Wert der Spannung, der einer gewissen Stromstärke bei steigendem Strom entspricht, ist nicht identisch mit dem Wert, den die Spannung für dieselbe Stromstärke bei abfallendem Strom besitzt.

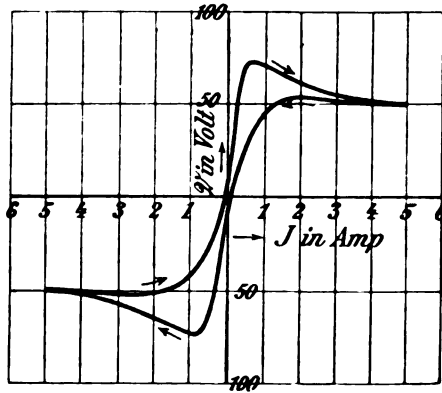


Fig. 279.

Der Strom und die Spannung sind in der Phase verschoben: in dem Moment, in welchem der Strom im Maximum ist, ist es nicht auch die Spannung**).

2. Die Zündspannung U_z , d. h. in diesem Fall die Spannung, bei welcher der Strom durch Null hindurchgeht, ist verhältnismäßig sehr

*) Beträgt der Abstand der Bogenlampenkohlen $\frac{1}{2}$ mm, so ist U_z im allgemeinen größer als 1000 Volt, die Spannung, während der Lichtbogen brennt von der Größenordnung 50 Volt.

**) Da diese Verhältnisse sehr ähnlich sind den Beziehungen, die zwischen magnetischer Induktion und magnetischer Feldstärke in Eisenkörpern bestehen, so hat H. Th. Simon²¹²⁾ diese Erscheinung als „Lichtbogenhysteresis“ bezeichnet. — Diese Erscheinungen hängen aufs engste damit zusammen, daß die zwischen den Elektroden vorhandene Ionenzahl bedingt ist durch die Stromstärke und Temperatur der Elektroden in dem vorausgehenden Moment, und um so größer ist, je stärker der Strom und je höher die Temperatur der Elektroden war. Deshalb ist bei ansteigendem Strom die Ionenzahl für eine bestimmte Stromstärke kleiner als bei abfallendem Strom und deshalb die Spannung, die nötig ist, um die betreffende Stromstärke zu erzeugen, im ersten Fall größer als im zweiten.

klein, weil auch nach dem Aufhören des Stroms die Gasstrecke ionisiert bleibt. Die Gründe dafür liegen einmal in der Tatsache, daß ein ionisiertes Gas immer eine gewisse Zeit braucht, bis die Ionisation verschwunden ist [65 a], und dann hauptsächlich darin, daß aus den Elektroden, solange sie glühend bleiben, Elektronen austreten, welche Anlaß zu einer Ionisation des Gases geben [42 c].

130. Die Schwingungen I. Art: $J_{10} < J_0$.

Für das folgende sei die Anordnung von Fig. 280 vorausgesetzt. Der Widerstand R_0 und Selbstinduktionskoeffizient L_0 in der Speiseleitung sollen vorerst als so groß angenommen werden, daß weder der

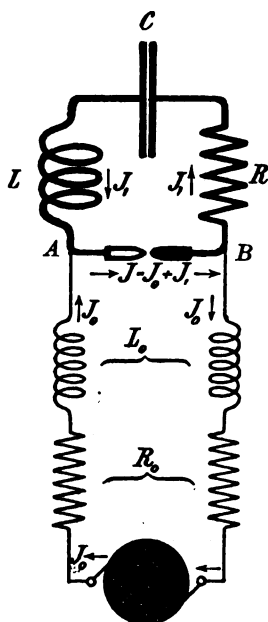


Fig. 280.

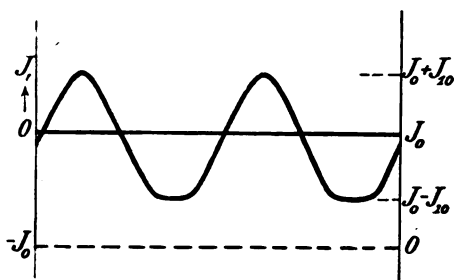


Fig. 281.

Strom im Kondensatorkreis $C L R$, noch die Verhältnisse im Lichtbogen auf die Stärke des Speisestroms J_0 einen merklichen Einfluß haben, der Speisestrom J_0 demnach als ein konstanter Strom aufgefaßt werden kann.

Die Stromkurve*) ist in diesem Fall bei Schwingungen I. Art,

*) In Fig. 281 und den folgenden Stromkurven dieses Paragraphen sind links als Ordinaten die Werte von J_1 , rechts diejenigen von J (Strom im Lichtbogen = $J_0 + J_1$) aufgetragen.

d. h. bei solchen, bei denen die Amplitude J_{10} des Wechselstroms kleiner ist als der Speisestrom J_0 , von der Form der stark ausgezogenen Kurve in Fig. 281. Man erhält also im Kondensatorkreis bei den Schwingungen I. Art einen ungedämpften, nahezu sinusförmigen Wechselstrom. Die Spannung am Lichtbogen ist nicht sinusförmig, die Spannungs-kurve besitzt vielmehr ungefähr die Gestalt der Kurve \mathcal{U} in Fig. 289.

Die Charakteristik des Lichtbogens bei diesen Schwingungen ist*) von der Form der stark ausgezogenen Kurve von Fig. 282. Die Werte des Speisestroms J_0 und der ihm**) entsprechenden Gleichstromspannung \mathcal{U}_0 sind durch starke gestrichelte Linien markiert, die vier Quadranten, in welche die Ebene durch diese Linien zerlegt wird, mit I, II, III, IV

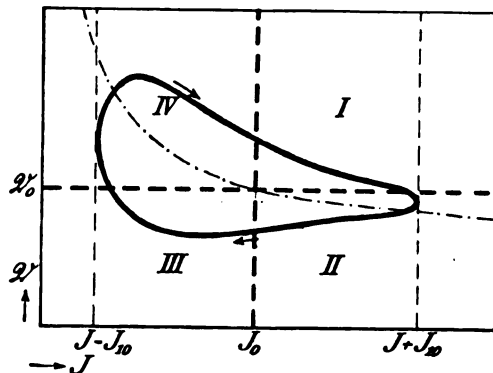


Fig. 282.

bezeichnet. Nicht nur im Fall der Schwingungen I. Art, sondern in allen Fällen, wo ein Gleichstrom und ein Wechselstrom sich überlagern, gilt der Satz: Solange die Charakteristik in den Quadranten II und IV verläuft, wird dem Wechselstrom Energie zugeführt; während die Charakteristik in den beiden anderen Quadranten verläuft, wird ihm Energie entzogen. Über die Größe der zugeführten oder entzogenen Energie gibt das Diagramm keinen Aufschluß.

131. Die Schwingungen II. Art: $J_{10} > J_0$; keine Rückzündung vorhanden.

Sobald die Amplitude des Wechselstroms J_1 größer wird als der Speisestrom J_0 , muß in derjenigen Halbperiode, während welcher das Vorzeichen von J_1 in der Leitung A B entgegengesetzt demjenigen von

*) Bei Homogenkohlen und langsamen Schwingungen.

**) In der statischen Charakteristik.

J_0 ist, der Fall eintreten, daß der Strom $J = J_1 + J_0$ in der Leitung A B (Fig. 280) = 0 wird. Infolge davon erlischt der Lichtbogen; er setzt erst wieder ein, wenn die Spannung \mathcal{U} zwischen den Elektroden des Lichtbogens den Wert der Zündspannung \mathcal{U}_z erreicht hat.

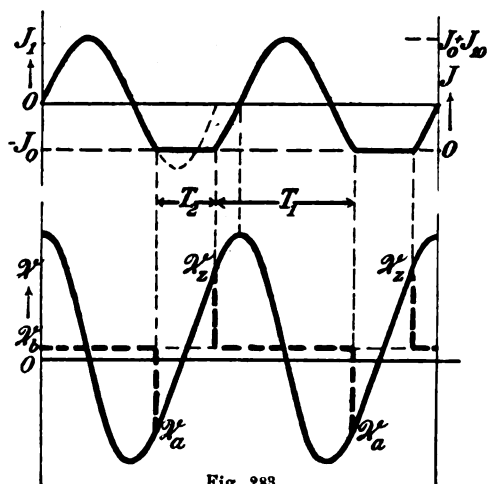


Fig. 283.

a. In den Fig. 283, 284 und 285*) ist eine Reihe schematischer Fälle dargestellt unter der Annahme, daß das Zünden plötzlich

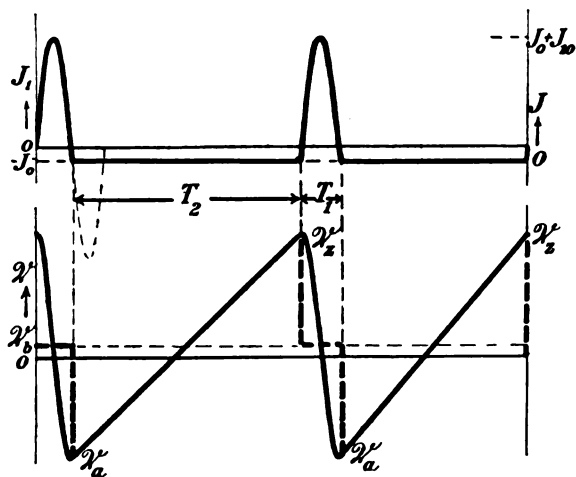


Fig. 284.

*) Die Fig. 283–287, 290 sind nach Figuren von H. Barkhausen²¹³⁾ angefertigt. — In diesen Figuren bezieht sich die ausgezogene Spannungskurve auf die Spannung zwischen den Kondensatorbelegungen, die stark gestrichelte auf die Spannung am Lichtbogen.

erfolgt, ferner daß die Spannung am Lichtbogen während des Brennens konstant $= \mathcal{U}_b$ ist. Fig. 283 bezieht sich auf den Fall, daß die Stromamplitude J_0 im Kondensatorkreis nur wenig größer ist als der Speisestrom J_0 , Fig. 284 auf den Fall, daß J_0 bedeutend größer ist als der Speisestrom. In beiden Fällen ist angenommen, daß die Dämpfung der Eigenschwingungen des Kondensatorkreises unmerklich ist (R sehr klein). Wie die Verhältnisse sich ändern würden, wenn die Dämpfung der Eigenschwingungen größer wäre, stellt Fig. 285 dar, für die im übrigen dieselben Voraussetzungen gelten wie für Fig. 283.

Man hat in jeder Periode T zwei verschiedene Teile zu unterscheiden: den Zeitraum T_1 , das „*Enladestadium*“, während dessen der Lichtbogen brennt (J von Null verschieden ist), und den Zeitraum

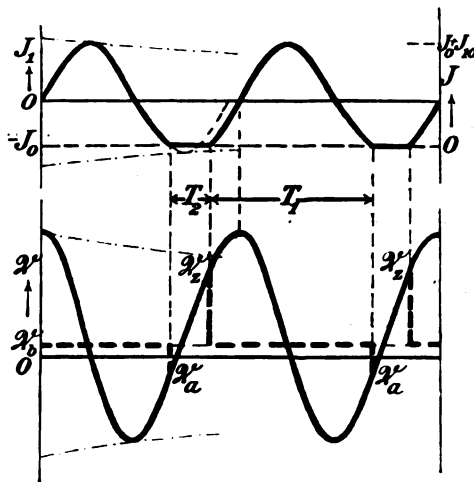


Fig. 285.

T_2 , das „*Ladestadium*“, während dessen der Kondensator sich lädt, der Lichtbogen erloschen und der Strom $J = 0$ ist.

Im ersten Zeitraum T_1 ist die Kurve des Stroms J_1 im Kondensatorkreis ein Stück einer Sinuskurve*), der Strom also ein gewöhnlicher Wechselstrom. Während des zweiten Zeitraums T_2 ist der Strom ein Gleichstrom $J_1 = -J_0$. Dem entspricht der Verlauf der Spannung \mathcal{U}_0 zwischen den Kondensatorbelegungen: er ist während des Zeitraums T_1 ein oszillatorischer, während des Zeitraums T_2 steigt die Spannung vom Werte \mathcal{U}_a , bei dem der Lichtbogen ausgegangen ist, zum Werte \mathcal{U}_z , bei dem er wieder zündet, annähernd geradlinig an**).

*) Mit abfallender Amplitude, wenn Dämpfung vorhanden ist.

**) In dem angenommenen Fall: $J_0 = \text{konst.}$ Der tatsächliche Verlauf der Ladungskurve hängt von der Kapazität des Kondensators, dem Widerstand R_0

und dann bleibt sie auch, während der Bogen brennt, nicht völlig konstant, sondern steigt unmittelbar vor dem Verlöschen wieder etwas an. Der Verlauf der Spannung muß also ungefähr so sein, wie es die Spannungskurve Fig. 288 zeigt. Sie deckt sich gut mit der von A. Blondel²¹²⁾ beobachteten Kurve von Fig. 289.

In noch einem weiteren Punkt weichen die tatsächlichen Verhältnisse ab von den in a gemachten Voraussetzungen. Unter diesen Voraussetzungen konnte die Spannung \mathcal{U}_c zwischen den Belegungen des Kondensators jedenfalls nicht höher ansteigen als die Spannung zwischen den

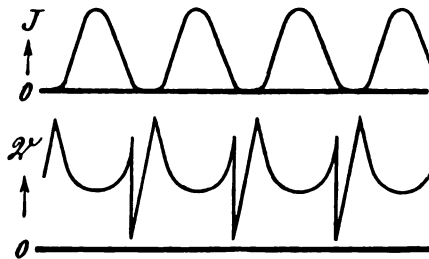


Fig. 289.

Polen der Maschine. Tatsächlich steigt sie unter Umständen sehr viel höher an.

Daß etwas Derartiges möglich ist, übersieht man, wenn man bedenkt, daß eine Änderung von J_0 — die bisher gemachte Annahme der Konstanz von J_0 trifft tatsächlich nicht genau zu — infolge der Selbstinduktion L_0 Überspannungen geben kann, die ein höheres Ansteigen der Spannung auch an den Belegungen der Kapazität zur Folge haben [vgl. 115 b]. Ob das immer der einzige Grund ist, soll hier nicht näher untersucht werden.

132. Schwingungen III. Art: $J_{10} > J_0$; Rückzündung vorhanden.

Die Fig. 285 zeigt, daß in dem Moment, in welchem der Lichtbogen erlischt, die Spannung am Lichtbogen von dem normalen Wert \mathcal{U}_b zu dem Wert \mathcal{U}_a springt. Dieser Wert \mathcal{U}_a ist nicht so groß wie die Zündspannung \mathcal{U}_z , d. h. diejenige Spannung, die nach dem Verlauf des Lade Stadiums T_2 nötig ist, um den Bogen zu zünden. Unter Umständen kann sogar unmittelbar nach dem Erlöschen des Bogens das Gas zwischen den Elektroden noch derartig ionisiert sein, daß eine viel kleinere Spannung, z. B. eben \mathcal{U}_a genügt, um den Bogen sofort wieder zu entzünden („Rückzündung“).

Ist das der Fall, so dauert die oszillatorische Entladung des Kondensatorkreises fort, bis schließlich die Spannung \mathcal{U}_a zu klein wird und der Lichtbogen ausgeht. Man erhält also Schwingungen der Form Fig. 290.

oder Fig. 291: diese letztere Form stellt im wesentlichen schnell aufeinander folgende Eigenschwingungen des Kondensatorkreises dar. Es ist nichts anderes als diejenige Schwingungsform, deren praktische Verwendung in Kap. VII schon besprochen wurde*).

133. Energieverhältnisse.

a. Schwingungen I. Art.

Die Erfahrung zeigt, daß man diese Schwingungen durch die bekannten Mittel nicht mit großer Energie erzeugen kann, und zwar um so weniger, je höher die Frequenz der Schwingungen ist.

b. Schwingungen II. Art.

Unter denselben Annahmen, die der schematischen Fig. 285 zugrunde liegen ($J_0 = \text{konst.}$, \mathcal{Q} während des Brennens konstant = \mathcal{Q}_b),

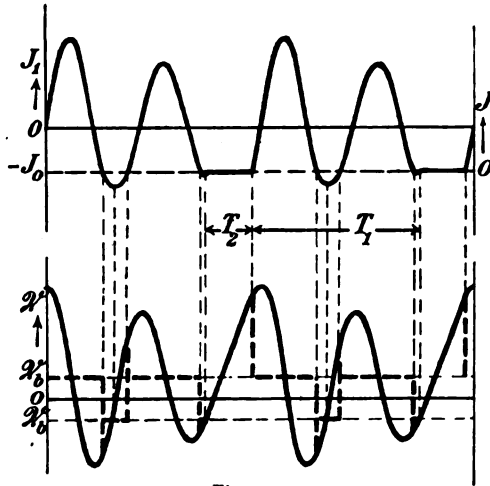


Fig. 290.

folgt für die Energie, welche der Schwingung während einer Periode durch den Gleichstrom zugeführt wird und deshalb der Schwingung höchstens wieder entzogen werden kann, daß sie annähernd

$$= \frac{1}{2} \mathcal{C} (\mathcal{Q}_z - \mathcal{Q}_b)^2 \left(1 - e^{-\frac{\mathcal{R}}{2\mathcal{L}} \cdot T_1} \right)$$

ist (\mathcal{C} , \mathcal{R} , \mathcal{L} = Kapazität, Widerstand, Selbstinduktionskoeffizient des Kondensatorkreises). Bei konstantem \mathcal{R} und \mathcal{L} und konstantem \mathcal{Q}_b ,

*) Auch die in Kap. I besprochenen Eigenschwingungen eines Kondensatorkreises sind nicht wesentlich verschieden von den hier beschriebenen. Der Unterschied ist nur der, daß der Speisestrom dort nicht annähernd konstant, sondern selbst sehr stark mit der Zeit veränderlich ist, da er durch einen Funkeninduktor oder Wechselstromtransformator geliefert wird.

wächst die Energie also sehr rasch mit einer Vergrößerung der Zündspannung.

c. Schwingungen III. Art.

Bei der reinen Form dieser Schwingungen (Fig. 291) handelt es sich im wesentlichen um die Eigenschwingungen des Kondensatorkreises. Die Energie, die bei einer Entladung umgesetzt wird, ist annähernd [6 b]

$$= \frac{1}{2} \mathcal{E} \mathcal{U}_z^2;$$

dabei kann unter Umständen die höchste Spannung \mathcal{U}_z , welche der Kondensator bekommt, höher liegen als die Spannung der Maschine (vgl. 181 b). Die Energie, die pro Sekunde in den Schwingungen verbraucht wird, ist

$$= \zeta \cdot \frac{1}{2} \mathcal{E} \mathcal{U}_z^2,$$

wenn ζ die Entladungszahl bedeutet. Diese hängt ab von der Ge-

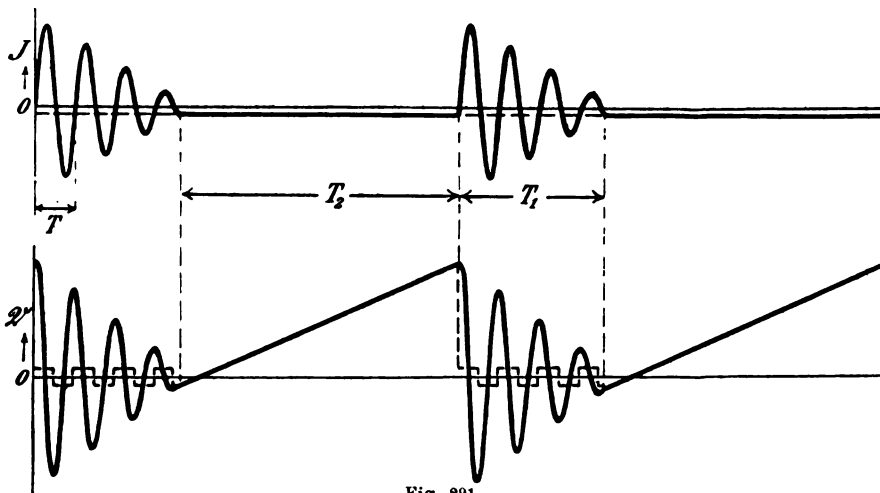


Fig. 291.

schwindigkeit, mit welcher sich der Kondensator wieder lädt, nachdem er entladen war: sie ist bei vorgegebener Kapazität um so größer, je größer der Speisestrom J_0 ist.

134. Die Frequenz der Schwingungen²¹⁵).

a. Bei den Schwingungen I. Art ist die Frequenz bestimmt einerseits durch den Selbstinduktionskoeffizienten und die Kapazität

des Kondensatorkreises, anderseits durch die Charakteristik des Bogens. Die Frequenz ist stets etwas kleiner als diejenige, welche sich für die Eigenschwingungen des Kondensatorkreises aus dem Selbstinduktionskoeffizienten und der Kapazität nach der Thomson'schen Formel ergibt, weicht aber nie viel davon ab.

b. Bei den Schwingungen II. Art setzt sich die Periode T zusammen aus zwei Teilen T_1 und T_2 . Die Länge des Entladestadiums T_1 bestimmt sich in erster Linie durch die Periode der Eigenschwingungen des Kondensatorkreises und das Verhältnis $J_{10} : J_0$, in zweiter Linie durch die Dämpfung der Eigenschwingungen (vgl. Fig. 283 und 285). Der zweite Zeitraum, das Ladestadium T_2 , ist die Zeit, welche zwischen dem Auslöschen und dem Zünden des Bogens verstreicht. Die Periode der Schwingung $T = T_1 + T_2$ kann also nicht mehr annähernd durch die Thomson'sche Formel gegeben sein, sie hängt noch ganz wesentlich von der Geschwindigkeit, mit welcher der Kondensator geladen wird, also von den Verhältnissen in der Speiseleitung ab.

Von praktischer Wichtigkeit ist besonders der Umstand, daß außer der Amplitude die Länge der Periode und damit die Frequenz sich ändert, sobald die Zündung des Bogens nicht genau bei derselben Spannung eintritt. Das ist im allgemeinen der Fall, sobald an den Elektroden des Lichtbogens die geringste Änderung vor sich geht. Wie groß die Änderung von T_2 ausfällt, hängt wesentlich davon ab, in welcher Weise die Zündspannung nach dem Auslöschen des Lichtbogens anwächst und in welcher Weise die Spannung \mathcal{U} zwischen den Elektroden ansteigt*).

c. Für die reinen Schwingungen III. Art**) (Fig. 291) gilt merklich dasselbe wie für die Eigenschwingungen von Kondensatorkreisen, die durch einen Funkeninduktor oder etwas Ähnliches hervorgerufen werden [Kap. I]. Der Einfluß des Bogens auf die Periode***) ist unmerklich, die Frequenz demnach konstant und durch die Kapazität und den Selbstinduktionskoeffizienten nach der Thomson'schen Formel bestimmt, solange der Abstand der Elektroden

*) In den Punkten, in denen die \mathcal{U} -Kurve (Fig. 283 ff.) die „Zündcharakteristik“ (Abszissen \propto der Zeit, Ordinaten $\propto \mathcal{U}_z$) schneidet, muß die \mathcal{U} -Kurve sehr viel steiler verlaufen als die Zündcharakteristik, damit die Zündung immer prompt erfolgt. — Die Zündcharakteristik verläuft um so steiler, je schneller die Ionisation des Gases verschwindet.

**) Schwingungen der Art von Fig. 290 sind im allgemeinen ganz inkonstant und praktisch unbrauchbar.

***) Gemeint ist damit die Periode der gedämpften Schwingungen (T Fig. 291), die für die praktische Verwendung in Betracht kommt.

mindestens ca. 2 mm groß ist. Ist er sehr klein und infolge davon die Entionisierung eine sehr rasche, so kann auch hier die Frequenz erheblich kleiner sein als sie der Thomson'schen Formel entsprechen würde [5 c].

135. Praktische Folgerungen*) für die Schwingungen II. Art.

Die Schwingungen I. Art kommen wegen ihrer geringen Energie praktisch kaum in Betracht. Für die drahtlose Telegraphie mit ungedämpften Schwingungen werden nur die Schwingungen II. Art verwendet.

Für die praktische Verwendung ist es wichtig, daß den Schwingungen möglichst große Energie zugeführt**) wird und daß die Frequenz möglichst konstant bleibt.

a. Das Bedürfnis großer Energie führt zu der Bedingung möglichst großer Zündspannung [133 b]. Dieser Bedingung kann in zweierlei Weise genügt werden:

1. dadurch, daß das Ladestadium T_2 möglichst verlängert wird, damit die Ionisation des Gases Zeit hat, zu verschwinden;
2. dadurch, daß man durch besondere Mittel die Ionisation des Gases möglichst rasch zum Verschwinden bringt.

Gegen die erste Methode spricht einmal die Gefahr, daß die Konstanz der Frequenz dabei geschädigt wird [136 c]. Und dann weicht die Stromkurve um so mehr von der Sinusform ab, je größer T_2 ist (vgl. Fig. 284), d. h. es treten neben der Grundschiwingung auch die Oberschwingungen stark hervor. Die Energie derselben ist aber ohne praktischen Nutzen, da bei der Koppelung oder bei der Wirkung auf einen abgestimmten Empfänger doch nur die Grundschiwingung ausgenutzt wird.

Es ist deshalb tatsächlich am günstigsten mit Schwingungen zu arbeiten, bei denen der Zeitraum T_2 verhältnismäßig klein, bei denen also J_{10} nicht sehr viel verschieden von J_0 ist (Fig. 285).

b. Dann aber ist es besonders wichtig, durch besondere Mittel ein möglichst rasches Anwachsen der Zündspannung

*) Aus dem vorhergehenden dürfen streng genommen Folgerungen nur gezogen werden für den Fall, daß der Kondensatorkreis nicht mit einem anderen System gekoppelt ist. Bei loser Koppelung werden die Verhältnisse vermutlich sich nur sehr wenig ändern, bei fester Koppelung aber sicher sehr stark. Systematische Untersuchungen über die Koppelung von Schwingungen II. Art liegen bis jetzt nur für langsame Schwingungen (S. Subkis^{97a}) vor.

**) D. h. praktisch kommt es darauf an, daß den Schwingungen möglichst viel Energie entzogen werden kann.

hervorzurufen, d. h. aber, das Gas in der Gasstrecke so rasch als möglich zu entionisieren. Dazu geeignete Maßregeln sind:

1. Entfernen des ionisierten Gases aus dem Raum zwischen den Elektroden.

Die selbständige Entionisierung des Gases in der Gasstrecke durch Wiedervereinigung der Ionen verläuft im allgemeinen zu langsam, um bei einigermaßen hoher Frequenz wirksam zu sein. Da ferner der Abstand der Elektroden nicht so extrem klein ist, wie bei den Löschfunkenstrecken, so kann auch die Entionisierung durch Adsorption an den Elektroden und durch ein elektrisches Feld keine ausschlaggebende Rolle spielen. Weit wirksamer ist im vorliegenden Fall die Diffusion der Ionen in den Außenraum, und zwar um so mehr, je größer der Diffusionskoeffizient des betreffenden Gases ist, am besten also bei Wasserstoff, das von allen Gasen den größten Diffusionskoeffizienten besitzt. Am kräftigsten wird der Raum zwischen den Elektroden von Ionen gesäubert durch ein magnetisches Gebläse: es wird dadurch während des Stromdurchgangs der Bogen und das darin befindliche Gas aus der engsten Stelle zwischen den Elektroden, an welcher der Bogen am leichtesten wieder zünden würde, hinausgetrieben²¹⁰).

Die Verwendung eines Gasgebläses bietet in dieser Beziehung kaum Vorteile: wenn es wirksam sein soll, muß die Geschwindigkeit des Gasstrahles so groß sein, daß ein Gasteilchen während einer Halbperiode der Schwingung (bei $\lambda = 1000$ m also während $1,5 \cdot 10^{-6}$ sec.) wenigstens 1–2 mm zurückgelegt. So hohe Gasgeschwindigkeiten (unter den gemachten Annahmen 600–1200 m/sec.) würden aber, abgesehen von der experimentellen Komplikation, derartige Wirbelbildungen zwischen den Elektroden veranlassen, daß man den Zweck der Säuberung der Gasstrecke von Ionen trotz der hohen Geschwindigkeit wohl nur unvollständig erreichte.

2. Vermeidung des ionisierenden Einflusses der glühenden Elektroden, besonders der Anode.

Mittel, welche geeignet sind, diesen Einfluß zu verhindern oder wenigstens zu mildern, sind:

a. Abkühlung der Anode, an welcher die Wärmeentwicklung besonders stark ist.

Verhältnismäßig leicht zu vermeiden ist die Erwärmung der Anode als G a n z e s. Dafür genügt Wasser- oder Luftkühlung, letztere eventuell unterstützt durch Gebläse oder Ausbildung der Anode als Rippenkörper. Viel schwieriger ist es zu vermeiden, daß die lokale Erhitzung an dem Ansatzpunkt des Bogens und die dadurch hervorgerufene Elektronenemission auch noch in dem Ladestadium fort dauert. Beschränken läßt sich dieser schädliche Einfluß durch

α. Verwendung eines Metalls von sehr gutem Wärmeleitvermögen (Kupfer, Silber) für die Anode*);

β. Einbetten der Elektroden in ein Gas von möglichst gutem Wärmeleitvermögen: auch in dieser Beziehung ist also Wasserstoff, der von allen Gasen das beste Wärmeleitvermögen hat, besonders günstig.

γ. Er besitzt ferner den Vorteil, daß in ihm die Bildung von Metalloxyden, die in glühendem Zustand besonders starke Elektronenemission besitzen, unmöglich ist und etwa vorhandene Oxyde rasch reduziert werden. Bis zu einem gewissen Grade ist dies auch in dem eingeschlossenen Lichtbogen der Fall. —

b. Die Drehung einer oder beider Elektroden würde nur dann den Einfluß der lokalen Erhitzung an den Elektroden herabzudrücken vermögen, wenn sie so rasch erfolgte, daß der Fußpunkt des Bogens während einer Periode soviel weiterrückte, daß er in der nächsten Periode an einer nicht erheblich erhitzten Stelle der Elektrode überginge. Das würde aber Rotationsgeschwindigkeiten erfordern von ganz anderer Größenordnung, als man sie tatsächlich verwendet.

c. Günstig kann die Unterteilung des Lichtbogens in mehrere Teilbögen sein [123 c]. Bei derselben Gesamtspannung und demselben Strom wird in den Teilbögen zusammen ungefähr dieselbe Wärmemenge entwickelt, wie in einem einfachen Bogen, die Wärmeabgabe in den Teilbögen zusammen ist aber viel größer als in einem einfachen Bogen. —

Die Aufgabe, die Gasstrecke während des Ladestadiums zu entionisieren und entionisiert zu halten, ist unter sonst gleichen Umständen augenscheinlich um so schwieriger, je höher die Frequenz der Schwingung und damit die Zeit, welche für die Entionisierung zur Verfügung steht, und je stärker der Strom und dadurch die Erhitzung der Elektroden und auch die Ionenzahl ist. Darin liegt hauptsächlich der Grund, dafür, daß es verhältnismäßig leicht ist, ungedämpfte Schwingungen geringer Frequenz und Energie zu erhalten, daß es aber lange nicht gelang, ungedämpfte Schwingungen der für die drahtlose Telegraphie nötigen Frequenz und Energie herzustellen.

c. Die Größe der verwendbaren Kapazität.

Die Spannung der Maschine, ebenso die Frequenz der Schwingungen soll vorgegeben sein. Dann ist die Energie, die dem Kondensatorkreis pro Sekunde zugeführt wird, proportional der Kapazität im Kondensatorkreis [117 b]. Insofern ist also eine große Kapazität günstig. Andererseits bedingt eine große Kapazität eine große Stromamplitude J_{10} im

*) Als Kathode wird allgemein Homogenkohle verwendet. Die Asymmetrie der Elektroden ist auch deshalb günstig, weil sie das schädliche Rückzünden verhindert (vgl. S. 284, Fußnote **).

Kondensatorkreis und, da diese nicht sehr viel größer sein darf als der Speisestrom J_0 [a], auch großen Speisestrom. Je größer aber der Strom durch den Lichtbogen hindurch wird, um so stärker wird die Erhitzung der Elektroden und die Ionisation der Gasstrecke, um so weniger wirksam werden also die in **b** angegebenen Mittel.

Die Folge davon ist, daß eine Erhöhung der Kapazität sehr bald schädlich wirkt, daß man also bei ungedämpften Schwingungen nach der Lichtbogenmethode gezwungen ist, mit verhältnismäßig kleiner Kapazität und großer Selbstinduktion im Primärkreis zu arbeiten.

136. Die Konstanz der Schwingungen II. Art. (K. Vollmer¹¹⁵).

Es ist von vornherein wahrscheinlich, daß die Elektroden der Gasstrecke sich durch das Brennen des Bogens allmählich ändern müssen und zwar bedeutend mehr, als bei einem gedämpft schwingenden Kondensatorkreis geringer Entladungszahl, bei dem tatsächlich die Gasstrecke bei weitem den größten Teil der Zeit stromfrei ist. Jede Änderung in der Gasstrecke wird aber die Zündspannung und damit sowohl die Frequenz bzw. Wellenlänge als die Energie und Amplitude der Schwingungen ändern.

a. Man kann die Schwankungen in folgende Klassen einteilen:

1. Kleine Schwankungen bei Lampen ohne Quermagnetfeld und zwar
 - α) schnelle Schwankungen,
 - β) langsame Änderungen.
2. Starke Schwankungen bei Lampen mit Quermagnetfeld und hervorgerufen durch dieses.

Der Grund für die langsamen Änderungen und schnellen Schwankungen bei Lampen ohne Quermagnetfeld ist wohl der folgende. Der Bogen frißt sich beim Brennen in die Elektrode (bzw. die Elektroden) ein, dadurch vergrößert sich allmählich die Bogenlänge und damit auch die Zündspannung, und infolge davon ändert sich auch die Frequenz und Amplitude der Schwingungen allmählich. Das geht solange fort, bis der Bogen an einer benachbarten Stelle günstigere Übergangsbedingungen findet und dorthin überspringt; dann ändert sich auch Bogenlänge, Zündspannung, Frequenz und Amplitude sprunghaft in der entgegengesetzten Richtung. (In der nebenstehenden photographischen Aufnahme Fig. 292 sind die einzelnen Vertiefungen, die der Bogen auf seinem Weg in der zylinderförmigen Kohlelektrode eingefressen hat, sehr schön zu erkennen.)

Die Versuche haben gezeigt, daß die Änderung sowohl der Wellenlänge als der Amplitude parallel geht der Änderung der mittleren Bogen-

spannung, und zwar ist die Änderung der Wellenlänge direkt proportional der Änderung der mittleren Bogen Spannung. Sie ist unter sonst gleichen Umständen um so größer, je größer die Kapazität, je kleiner der Speisestrom und je kleiner die Wellenlänge (je höher die Frequenz) ist.

Die Größe der Schwankungen hängt in erster Linie von der Konstruktion der Lampe¹¹⁵⁾ ab. Vollmer fand bei einer Lampe, die er derjenigen der physikalischen Reichsanstalt nachgebildet hatte, wenn sie besonders gut einreguliert war, bei $\lambda = 2000$ m Intensitätsschwankungen um etwa 2 %, Frequenzschwankungen um etwa 0,03 %, bei $\lambda = 700$ m Frequenzschwankungen um etwa 0,18 %.

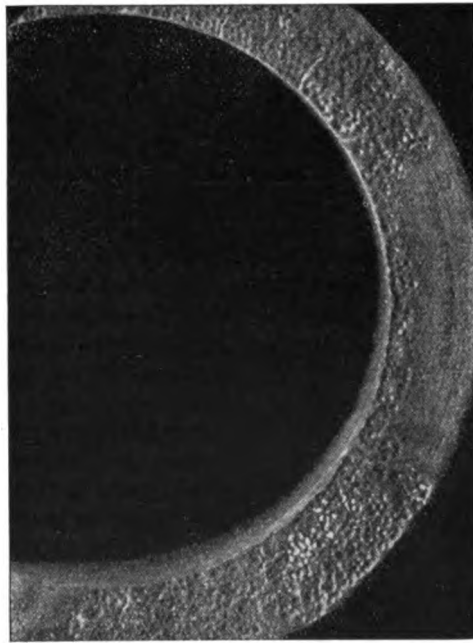


Fig. 292.

115)

b. Die Folgen dieser Schwankungen sind Störungen sowohl bei der praktischen Anwendung der Schwingungen als auch bei Messungen.

Von den Intensitätsschwankungen bei Lampen ohne Querfeld sind die raschen harmlos, da die Meßinstrumente bzw. Detektoren ihnen nicht folgen, sondern nur Mittelwerte angeben. Die langsamen dagegen können sich besonders bei Messungen sehr unangenehm bemerkbar machen.

Die Schwankungen der Frequenz stören besonders dann, wenn der Lichtbogenkreis in ganz loser Koppelung auf ein Sekundärsystem einwirkt und zwar 1. indem die Resonanzkurve flacher, die Resonanzschärfe

verkleinert wird, 2. indem dadurch der Stromeffect bei Resonanz erheblich geschwächt wird.

1. In Fig. 293 bedeutet die gestrichelte Kurve die Resonanzkurve, die man erhalten müßte, wenn man auf ein Sekundärssystem vom Dekrement $b_1 = 0,005$

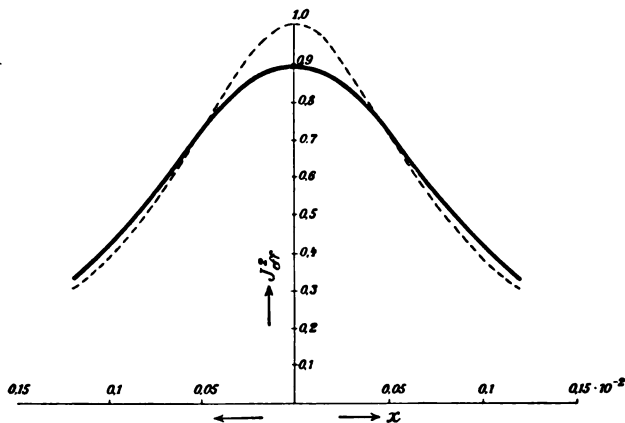


Fig. 293.

11b)

eine ungedämpfte Schwingung von konstanter Frequenz einwirken ließe. Die ausgezogene Kurve ist dagegen die Resonanzkurve, die man bei demselben Sekundärsystem bekommt, wenn die Frequenz des ungedämpften Primärsystems mit gleichförmiger Geschwindigkeit zwischen zwei Grenzwerten $\lambda + \lambda'$ und $\lambda - \lambda'$ hin und her pendelt, wobei die Änderung λ' nur 0,05 % von λ beträgt. Diese Resonanzkurve zeigt also gegenüber der idealen eine nicht unerhebliche Verbreiterung und niedrigere Scheithöhe.

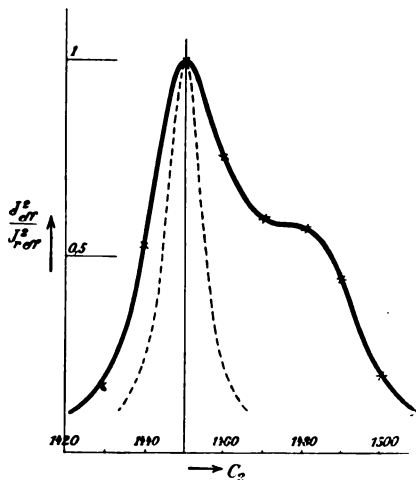


Fig. 294.

15)

symmetrisch um einen Mittelwert erfolgen, sondern daß (ähnlich wie bei sprühenden Kondensatoren [86]) die Frequenz meist in der Nähe eines bestimmten Wertes (entsprechend $C_2 = 1450$) liegt und von da gelegentlich bis zu einem niedrigeren Werte (entsprechend $C = 1480$) schwankt.

2. Die Änderungen, die der **Stromeffekt** bei Resonanz durch das Schwanken der Periode erleidet, können sehr erheblich sein, wie die folgende Zusammenstellung zeigt, in der angenommen ist, daß die Schwankung der Frequenz symmetrisch um einen Mittelwert erfolgt, auf den das Sekundärsystem abgestimmt ist, und daß sie nach jeder Seite 0,03 % beträgt.

b_2	$\lambda = 2000$	$\lambda = 1000$	$\lambda = 500 \text{ m}$
0,01	3 %	24 %	63 %
0,03	0,5 „	4 „	16 „
0,05	0,2 „	1,5 „	6,5 „

Qualitativ ist also der Einfluß der Periodenschwankungen so, wie wenn das Primärsystem konstante Frequenz hätte, aber nicht unerheblich gedämpft wäre.

c. Es wurde schon in 125 darauf hingewiesen, daß ein Quermagnetfeld, das die Energie der Schwingungen sehr günstig beeinflusst, sehr ungünstig für die Konstanz der Schwingungen ist *). Das gilt nicht nur vom Quermagnetfeld, sondern mehr oder weniger von allen Anordnungen, welche günstig auf die Energie der Schwingungen einwirken. Es ist dies auch leicht verständlich: die Bedingung für möglichst große Energie der Schwingungen ist möglichst vollständige Entionisierung der Gasstrecke während des Ladestadiums, während anderseits für ein sicheres Einsetzen der Entladung eine schwache Ionisierung oder Elektrisierung der Gasstrecke günstig, bei geringen Spannungen unbedingt notwendig [vgl. 42 b und 78 c] ist. Man ist also auf einen Kompromiß angewiesen. Es ist jedenfalls zum Teil darauf zurückzuführen, daß man für die negative Elektrode Kohle beibehält, obwohl sie wegen ihres geringen Wärmeleitvermögens die Zündspannung herabsetzt. Es ist dies ebenso der Grund, weshalb man mit der Stärke des Quermagnetfeldes im allgemeinen nicht sehr hoch geht, obwohl es die Energie der Schwingungen erhöhen würde.

Eine Ausnahme von dieser Regel bildet bis zu einem gewissen Grade die Verwendung von Wasserstoff insofern, als eine Eigenschaft von Wasserstoff auch für die Konstanz der Schwingungen sehr günstig ist: die verhältnismäßig große Schlagweite, die in Wasserstoff zu einer bestimmten Spannung (Zündspannung) gehört [42 c]. Die Folge davon ist, daß man bei Verwendung von Wasserstoff die Entfernung der Elektroden bei vorgegebener Spannung beträchtlich größer machen kann,

*) Wie groß die Konstanz wird, hängt auch hier von der Konstruktion der Lampe ab. Auch bei Lampen mit Quermagnetfeld kann man gute Konstanz erzielen (vgl. 191 b), aber es ist bedeutend schwieriger als mit Lampen ohne Quermagnetfeld.

als z. B. in Luft. Wenn also die Bogenlänge sich um einen gewissen Betrag ändert (durch Anfressen bzw. Verdampfen der Elektrode), so macht dies prozentisch bei Wasserstoff viel weniger aus als bei Luft und dementsprechend ist die dadurch hervorgerufene Änderung der Spannung und damit auch der Wellenlänge und Intensität kleiner als in Luft.

137. Die Bezeichnung „Funke“ und „Lichtbogen“⁽²¹⁷⁾.

Es ist in neuerer Zeit häufig die Frage aufgeworfen worden, wann die Erscheinung in der Gasstrecke als „Funken“ und wann als „Lichtbogen“ zu bezeichnen sei.

In zwei Grenzfällen ist niemand im Zweifel. Jedermann spricht von Funken, wenn man, wie etwa bei der früheren Ausführung des Braunschen Senders, nur wenige z. B. etwa 10 bis 20 Entladungen pro Sekunde hat. Hier sind die Zeiten, während deren Strom in der Gasstrecke fließt, durch lange Pausen der Stromlosigkeit voneinander getrennt und die gesamte Zeit, während welcher die Gasstrecke stromlos ist, ist außerordentlich viel größer als die Zeit, während deren sie von einem Strom durchflossen wird. Hier hat Auge und Ohr den Eindruck der intermittierenden Entladung (I. Grenzfall).

Auf der anderen Seite wird jeder die Erscheinung, die man bei den ungedämpften Schwingungen erster und zweiter Art in der Gasstrecke sieht, Lichtbogen nennen: hier hat man den Eindruck des kontinuierlichen Stromes. Bei den Schwingungen erster Art ist die Gasstrecke überhaupt nie stromlos, bei den Schwingungen zweiter Art wird sie es, aber die Zeiten der Stromlosigkeit und des Stromdurchgangs wechseln so rasch ab, daß weder das Auge noch das Gehör sie zu trennen vermag (II. Grenzfall).

Zwischen diesen beiden Grenzformen existieren aber noch Zwischenformen. Eine solche liegt z. B. vor, wenn man zwar gedämpfte Schwingungen hat, aber die Zahl der Entladungen sehr groß ist. Dann kann die Zeit der Stromlosigkeit von derselben Größenordnung wie die Zeit des Stromdurchgangs oder noch kleiner werden; es können die einzelnen Entladungen jedenfalls nicht mehr durch das Auge getrennt werden und auch das Ohr kann höchstens aus dem Ton, den die Gasstrecke von sich gibt, auf das Vorhandensein intermittierender Entladungen schließen*). Ob man

*) In der wissenschaftlichen und Patentliteratur wird sehr häufig angegeben, daß irgend eine Anordnung ungedämpfte Schwingungen liefere. Wenn dies nur aus dem lichtbogenähnlichen Aussehen oder Geräusch der Gasstrecke geschlossen wird, so ist eine solche Angabe mit größtem Mißtrauen aufzunehmen.

in diesem Falle von Funken redet mit Rücksicht darauf, daß die Form der Entladungen im Grunde genommen genau dieselbe ist wie im Grenzfall I, oder von Lichtbogen mit Rücksicht darauf, daß wie beim Grenzfall II (Schwingungen zweiter Art) die Dauer des Stromdurchgangs von derselben Größenordnung ist wie die Zeit der Stromlosigkeit, ist Geschmacksache. Jedenfalls ist es vernünftiger, in einem solchen Fall durch einen Versuch (z. B. mit dem Entladungsanalysator oder der Braunschen Röhre) sich ein genaues Bild von dem zeitlichen Verlauf der Entladungen zu verschaffen als sich darüber zu streiten, welchen Namen man der Erscheinung in der Gasstrecke geben soll.

Kapitel X.

Die Ausbreitung der Wellen längs der Erdoberfläche.

§ 1. Die Wellen über ebenem bzw. kugelförmigem homogenem Boden²¹⁸⁾.

138. Die Wellen über ebenem Boden von extrem gutem Leitvermögen.

Es möge vorerst angenommen werden, daß die Erdoberfläche eben und sehr gut leitend*) ist. Die letztere Annahme ist unter den Bedingungen der drahtlosen Telegraphie annähernd realisiert bei Seewasser. Würden beide Annahmen zutreffen, so würden die Verhältnisse folgendermaßen liegen.

a. Allgemeine Beziehungen für das Feld.

Man bekommt dann die Form der Wellen bei einem Sender, der sich oberhalb der Erdoberfläche befindet, annähernd**) richtig durch die folgende Regel. Man denke sich die Erde weg, dafür aber zu der Antenne ihr Spiegelbild bezüglich der Erdoberfläche als symmetrische Hälfte hinzugefügt. Dabei ist die Strom- und die Spannungsverteilung so anzunehmen, wie sie in den symmetrischen Hälften der Antennen von Fig. 23, 42, 45 ff. wirklich vorhanden ist, d. h. in einem Punkte P und seinem Spiegelbild P' muß der Strom dieselbe Richtung, die Spannung aber entgegengesetztes Vorzeichen haben. Dann gilt die Regel: Die Wellen, welche die Antenne zusammen mit ihrem Spiegelbild aussenden würde, wenn sie allein in Luft vorhanden wäre, sind, soweit sie in Luft verlaufen, identisch mit den Wellen, welche die an der Erdoberfläche befindliche Antenne tatsächlich aussendet²¹⁹⁾.

b. Einfluß der Antennenform.

Für eine Einfachantenne folgt aus dem Gesagten, daß ihr elektrisches Feld identisch ist mit der oberen ausgezogenen Hälfte der Fig. 295 und 296 [vgl. 20 a], von denen die erste dem Moment der maximalen Ladung, die zweite demjenigen des maximalen Stroms entspricht. Je weiter sich die Welle von der Antenne entfernt, um so mehr nehmen die elektrischen Induktionslinien die Form von Kreisbögen an.

*) Das heißt $\sigma > 10^{-12}$ C.G.S.

**) Das im folgenden angegebene würde streng richtig sein, wenn das Leitvermögen der Erdoberfläche ∞ groß wäre.

Daß auch die magnetischen Induktionslinien Kreise sind, wurde schon in 20 a angegeben.

Bei anderen Antennenformen kann die Gestalt der Welle in der Nähe der Antenne, unter Umständen bis auf eine Entfernung von 1 bis 2 Wellenlängen, erheblich verschieden sein, wenn auch der Charakter des Felds, insbesondere das Abschnüren der elektrischen

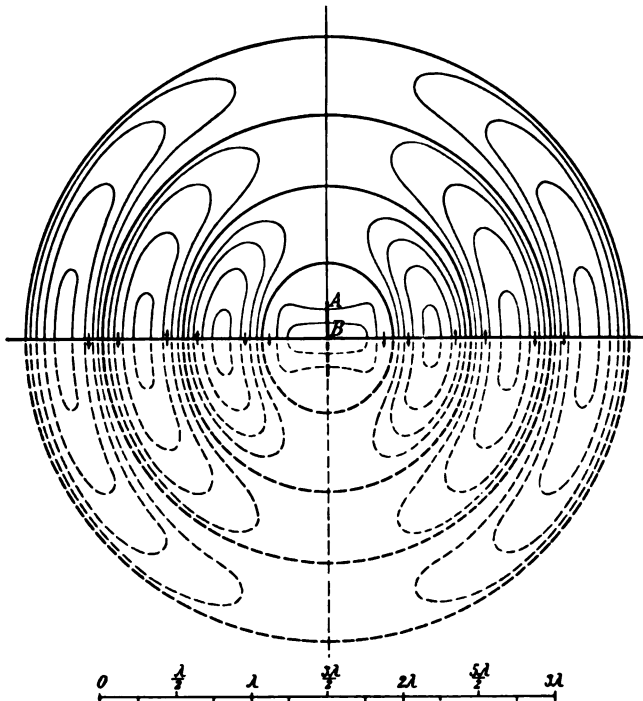


Fig. 295.

Induktionslinien bei allen Antennenformen ungefähr in derselben Weise sich wiederholen muß²²⁰⁾. Je größer die Entfernung wird, um so mehr fällt die Form der Welle mit derjenigen der Einfachantenne zusammen.

c. Das Feld in sehr großer Entfernung von der Antenne.

In einer Entfernung, die sehr groß ist gegen die Wellenlänge der Schwingung, folgt aus a, 20 und 25 für das Feld in unmittelbarer Nähe der Erdoberfläche:

1. die Richtung der elektrischen Induktionslinien ist annähernd senkrecht zu der Erdoberfläche, diejenige der magnetischen parallel derselben; beide stehen senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung der Welle.

2. das elektrische und magnetische Feld ist gleichphasig [20 d],

3. die Amplitude der elektrischen und magnetischen Feldstärke bestimmt sich durch die Beziehungen:

$$\left. \begin{aligned} E_0 &= 4\pi \cdot \frac{\alpha h}{\lambda} \cdot \frac{|J_0|}{r} \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ C.G.S.} = 120\pi \frac{\alpha h}{\lambda} \cdot \frac{|J_0|_{\text{Amp}}}{r_{\text{cm}}} \cdot \frac{\text{Volt}}{\text{cm}} \\ M_0 &= 4\pi \cdot \frac{\alpha h}{\lambda} \cdot \frac{|J_0|}{r} \text{ C.G.S.} \end{aligned} \right\} (1),$$

wenn man unter h die Antennenhöhe, unter $|J_0|$ die Stromamplitude im Strombauch der Antenne, unter α den Formfaktor derselben und unter r

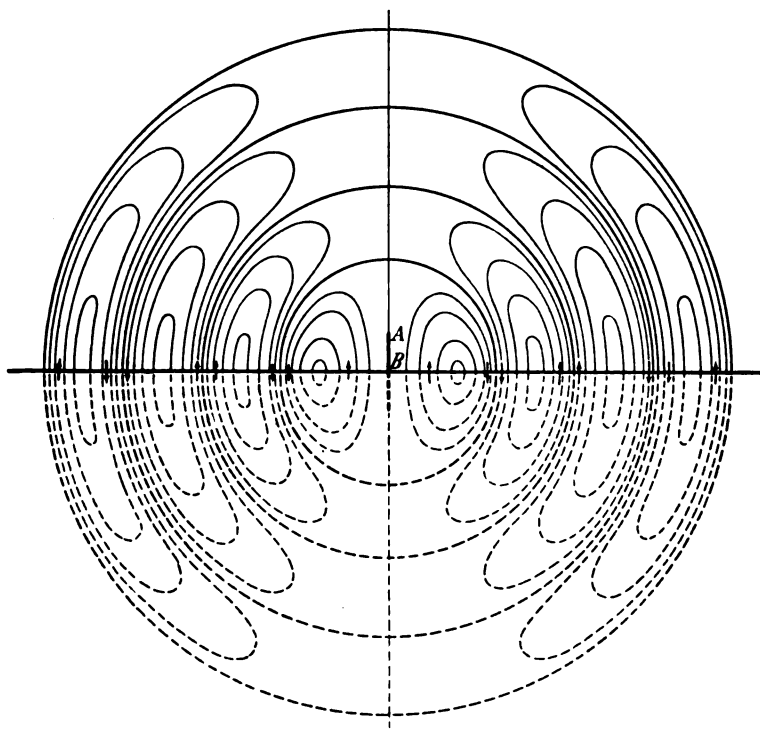


Fig. 296.

die Entfernung von der Antenne versteht. Die Amplitude des Felds ist also in großer Entfernung umgekehrt proportional der Entfernung r .

d. Eindringen der Wellen in die Erde.

Die Welle, die längs der Erdoberfläche sich ausbreitet, dringt auch etwas in die Erdoberfläche ein, aber ihre Amplitude nimmt beim Eindringen in die Tiefe sehr rasch ab. Bei Seewasser von gutem Leit-

vermögen*) beträgt z. B. die Amplitude in einer Tiefe von 1 m nur noch ungefähr den zehnten Teil des Werts an der Oberfläche, wenn die Wellenlänge etwa 700 m ist*).

139. Die Wellen über ebenem Boden von beliebigem Leitvermögen. (A. Sommerfeld.)

Wenn die Erdoberfläche verhältnismäßig geringes Leitvermögen besitzt, wie es schon bei Süßwasser, besonders aber bei trockenem Boden der Fall ist**), so müssen sich die Verhältnisse bedeutend ändern, und zwar um so mehr, je geringer das Leitvermögen und die Dielektrizitätskonstante des Bodens ist²²¹⁾. Die in 138 a angegebene Regel für die Konstruktion des Feldes gilt dann überhaupt nicht. Wie das Feld in der Nähe des Senders aussieht, ist nicht bekannt. In großer Entfernung vom Sender stimmen die in 138 c gemachten Angaben nicht mehr.

Die Verhältnisse sind vielmehr nach der Theorie von A. Sommerfeld²²²⁾ die folgenden:

a. Oberflächen- und Raumwellen.

Die Wellen, die ein in einem homogenen isolierenden Medium befindlicher Sender aussenden würde, sind in 20 besprochen worden. Sie sind dadurch gekennzeichnet, daß die Energie geradlinig und zwar radial vom Sender ausgestrahlt wird***). Infolge davon nimmt die Energieströmung $\propto \frac{1}{r^2}$ (r = Abstand vom Sender), die Amplitude der elektrischen und magnetischen Feldstärke $\propto \frac{1}{r}$ ab. Diese Wellen mögen im folgenden „Raumwellen“ genannt werden.

Eine andere Gattung von Wellen erhält man z. B. bei dem Lecher'schen System [72 c]. Hier pflanzen sich die Wellen längs der Drähte fort und folgen allen eventuell vorhandenen Krümmungen derselben. Die Energieströmung längs der Drähte und damit auch die Amplitude der Wellen würde beim Fortschreiten überhaupt nicht kleiner werden,

*) $\sigma = 5 \cdot 10^{-11}$ C.G.S. Die Amplitude \mathcal{A} in der Tiefe z ist von der Form $\mathcal{A} = \mathcal{A}_0 e^{-\gamma z}$ (\mathcal{A}_0 = Amplitude an der Oberfläche ²²¹⁾).

**) Bei qualitativen Überlegungen darf man etwa annehmen als Leitvermögen σ und Dielektrizitätskonstante k ²²³⁾:

Seewasser	$\sigma = 1-5 \cdot 10^{-11}$ C.G.S.	$k = 80,$
Süßwasser	$= 10^{-14}$ „	$= 80,$
nasser Boden	$= 10^{-13}$ bis 10^{-14}	$= 5$ bis $15,$
trockener Boden	$= 10^{-15}$ C.G.S.	$= 2$ „ $6.$

***) Die Richtung der Energiestrahlung ist bekanntlich senkrecht sowohl zur Richtung der elektrischen wie zu derjenigen der magnetischen Feldstärke.

wenn nicht ein Teil der Energie in den Drähten (durch Entwicklung Joulescher Wärme) verbraucht würde. Infolge dieses Energieverbrauchs wird aber die Energieströmung und damit auch die Amplitude der Wellen beim Fortschreiten kleiner. Man bezeichnet diese Abnahme als „Absorption“*). Diese Art von Wellen sollen als „Oberflächenwellen“ bezeichnet werden, da sie die Oberfläche des Leiters als Führung benutzen.

b. Die Welle, die von einer an der Erdoberfläche stehenden Antenne in die Luft ausgesandt wird, darf man sich nun zusammengesetzt denken aus zwei Anteilen; der eine hat den Charakter der Raumwellen, der andere mehr den Charakter der Oberflächenwellen²²⁴⁾.

Bei dem ersteren ist die Energieströmung $\propto \frac{1}{r^2}$, die Amplitude also $\propto \frac{1}{r}$, bei der letzteren die Energieströmung $\propto \frac{1}{r}$, die Amplitude $\propto \frac{1}{\sqrt{r}}$. Daß bei den letzteren im Gegensatz zu den Verhältnissen bei den Drahtwellen die Energieströmung — auch abgesehen von der Absorption — mit der Entfernung von der Antenne abnimmt, rührt davon her, daß die Energie bei dem Fortschreiten der Welle sich über immer größer werdende Kreise ausdehnt.

Zu dieser durch die räumliche Ausdehnung der Welle bedingten Abnahme der Amplitude kommt noch eine solche durch Absorption. Außer den Wellen in Luft und im engsten Zusammenhang mit diesen pflanzt sich auch im Erdboden eine Welle fort. Da der Erdboden stets mehr oder weniger leitend ist, so gibt hier jedes elektrische Feld Anlaß zu Strömen, wie in den Drähten des Lecherschen Systems. Diese Ströme verbrauchen Energie, welche der Energie der von der Antenne ausgestrahlten Welle entzogen wird und demnach auch hier zu einer Absorption der Wellen führen muß.

c. Während in kleiner Entfernung vom Sender die Wellen wesentlich den Charakter der Raumwellen haben, muß bei immer größerer Entfernung schließlich die Oberflächenwelle immer mehr hervortreten, da bei ihr die Amplitude langsamer abnimmt, als bei der Raumwelle. Es muß die Welle also immer mehr den Charakter der Oberflächenwellen annehmen*).

*) Bei sehr großer Entfernung kann die Oberflächenwelle wieder gegen die Raumwelle zurücktreten, da die Oberflächenwelle stärker absorbiert wird. Es ist aber zweifelhaft, ob dieser Fall praktische Bedeutung hat.

Das tritt bei um so kleinerer Entfernung ein, je kleiner die Wellenlänge der Schwingung, je geringer das Leitvermögen des Bodens und seine Dielektrizitätskonstante ist. Berechnet man diejenige Entfernung, bei welcher die tatsächliche Amplitude der Welle sich um 10 % von der Amplitude der Raumwelle unterscheidet, so erhält man folgende Zahlen:

Seewasser*)	$\lambda = 2$ km	Entfernung ca.	20 000 km
„	$\lambda = 1$ „	„	5 000 „
„	$\lambda = 0,3$ „	„	500 „
Süßwasser*)	$\lambda = 2$ „	„	4 „

Noch kleiner wird die Entfernung bei trockenem Boden.

Während also bei Seewasser auf alle in Betracht kommenden Entfernungen — 20 000 km ist die Länge des halben Erdumfangs — und für

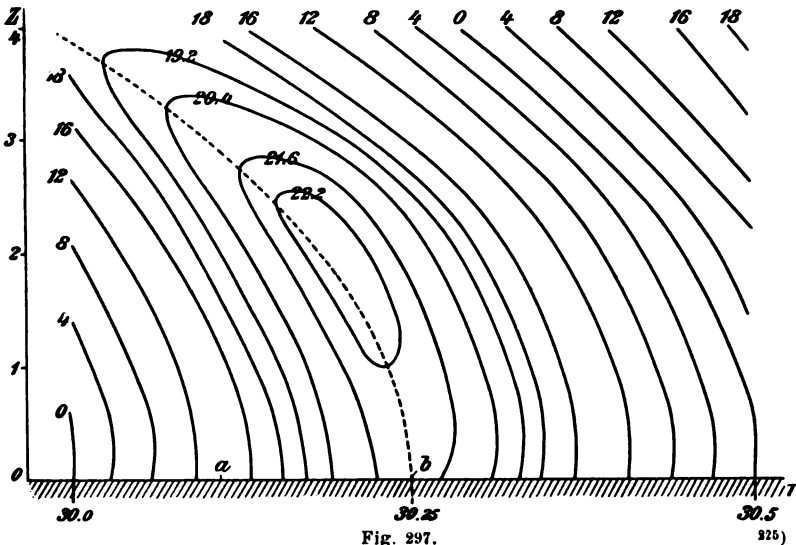


Fig. 297.

alle Wellenlängen über 1 km die Wellen den Charakter der Raumwellen haben**), nehmen sie schon bei Süßwasser und noch viel mehr bei trockenem Boden auf Entfernungen, die noch unter einer Wellenlänge liegen

*) Unter der Annahme $\sigma = 10^{-11}$ C.G.S. für Seewasser und $\sigma = 10^{-14}$ C.G.S. für Süßwasser.

**) Darin liegt die Berechtigung der Darstellung von 138. — Für die elektrische und magnetische Feldstärke gilt in diesem Falle, wenn man auf die Absorption Rücksicht nimmt [138 c],

$$E_0 = 4 \pi \frac{\alpha h}{\lambda} \cdot |J_0| \frac{e^{-\beta r}}{r} \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ C.G.S.}$$

$$M_0 = 4 \pi \frac{\alpha h}{\lambda} \cdot |J_0| \frac{e^{-\beta r}}{r} \cdot \text{C.G.S.},$$

worin β den Absorptionskoeffizienten bezeichnet.

oder höchstens einige wenige Wellenlängen betragen, den Charakter der Oberflächenwellen an. Man darf sich also nicht vorstellen, daß auch in diesem Falle die Ausbreitung der Wellen so erfolge, wie es in 138 für Seewasser beschrieben wurde.

d. Die Zerlegung der Welle in eine Raum- und eine Oberflächenwelle und eine Welle im Erdboden [b] gestattet die Verhältnisse in einfacher Weise zu beschreiben. Physikalisch ist natürlich eben nur eine einzige

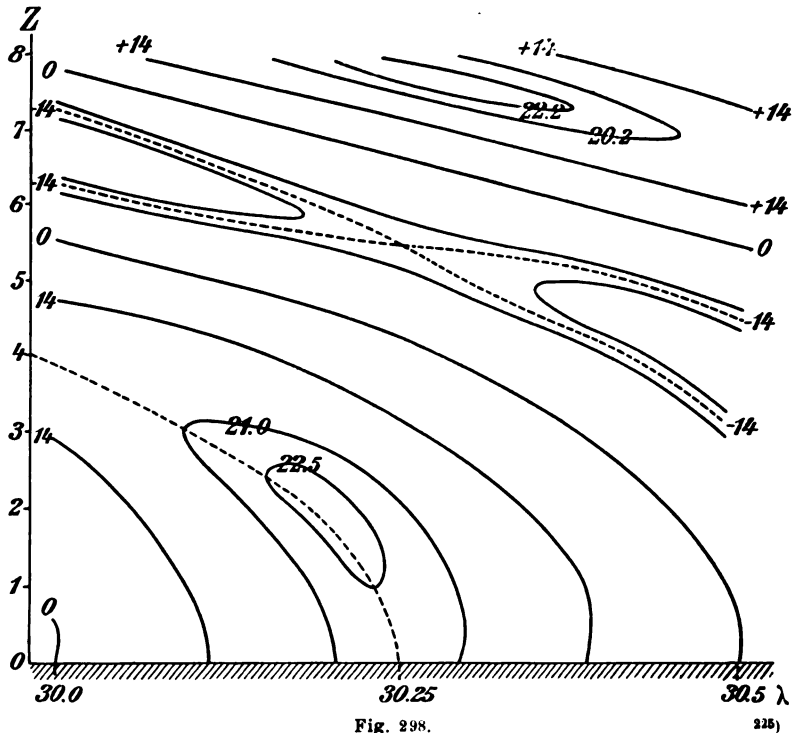


Fig. 298.

225)

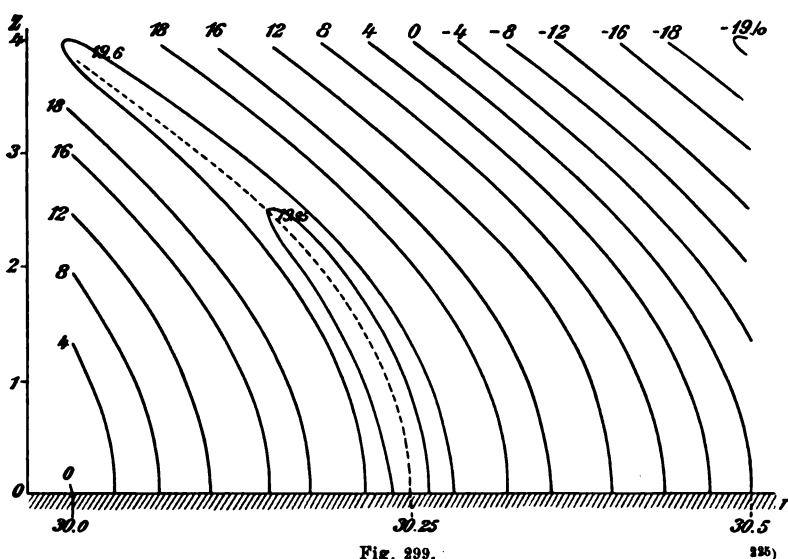
Welle vorhanden, die zum Teil durch die Luft, zum Teil durch den Erdboden längs seiner Oberfläche fortschreitet.

Wie die elektrischen Induktionslinien dieser Welle in Luft aussehen, ist für einen bestimmten Moment und den Abstand 30—30,5 Wellenlängen vom Sender in den Fig. 297 und 298, die einer Arbeit von P. Epstein²²⁵⁾ entnommen sind, dargestellt unter der Annahme, daß die Wellenlänge 2 km ist und die Leitfähigkeit der Erdbodenoberfläche zwischen derjenigen von Seewasser und derjenigen von nassem Boden liegt. In diesen Figuren ist aber der Maßstab für die Ordinaten (Höhen über dem Erdboden) zwölfmal kleiner als für die Abszissen (Entfernungen vom Sender).

Zum Vergleich ist in Fig. 299 in demselben Maßstab und für dieselbe

Entfernung das Bild der Induktionslinien, wie es einem unendlich großen Leitvermögen des Bodens nach 138 entsprechen würde, wiedergegeben. Ein Vergleich mit den Fig. 297 und 298 zeigt, daß der Verlauf der Induktionslinien in beiden Fällen nicht unerheblich verschieden ist, obwohl in den Fig. 297 und 298 ein verhältnismäßig großes Leitvermögen des Bodens vorausgesetzt ist. Viel größer würden die Unterschiede wohl noch werden für trockenen Boden.

e. Von besonderem praktischen Interesse ist das Feld der Welle unmittelbar an der Erdoberfläche in sehr großer Entfernung vom Sender. Würde die Erdoberfläche so gut leitend sein, wie etwa ein Metall, so würde [138]



stärke senkrecht zur Erdoberfläche kommt also noch hinzu eine Komponente E_x in der Richtung der Erdoberfläche. Das Verhältnis der Amplituden dieser beiden Komponenten stellen die ausgezogenen Kurven von Fig. 300 für verschiedene Werte des Leitvermögens und der Dielektrizitätskonstante dar*) unter der Annahme, daß die Entfernung vom Sender so groß ist, daß die Wellen nicht nur als Oberflächenwellen, sondern auch praktisch als ebene Wellen zu betrachten sind. Die Kurven zeigen, daß bei kleiner Dielektri-

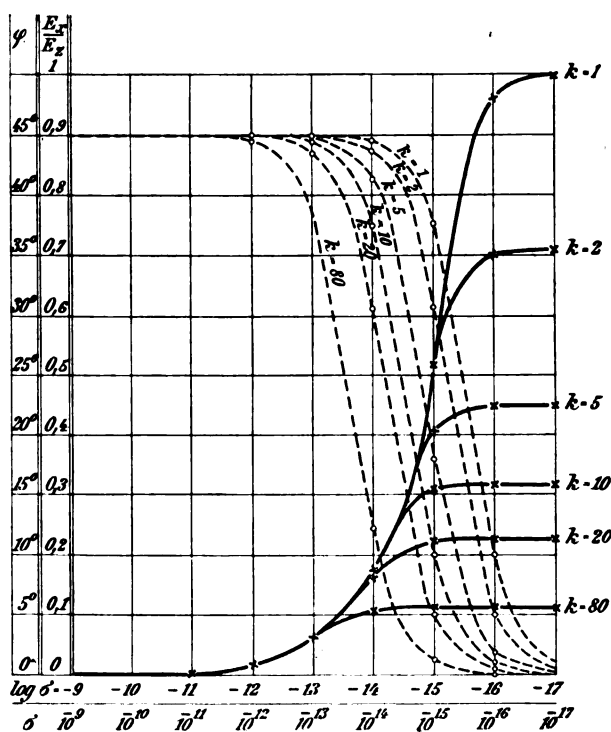


Fig. 300.

zitätskonstante die horizontale Komponente eine sehr beträchtliche Größe annehmen kann.

In diesem Fall sind zwar das magnetische Feld und die vertikale Komponente der elektrischen Feldstärke annähernd gleichphasig, aber zwischen der horizontalen und vertikalen Komponente der elektrischen Feldstärke besteht eine Phasendifferenz φ . Die Größe derselben bringen die gestrichelten Kurven von Fig. 300 zur Darstellung unter denselben Annahmen, die den stark ausgezogenen Kurven zugrunde liegen.

*) Für $N = 5 \cdot 10^5/\text{sec}$, $\lambda = \text{ca. } 670 \text{ m}$.

Die Folge davon ist, daß das elektrische Feld kein reines Wechselfeld mehr ist, sondern eine mehr oder weniger starke Drehfeldkomponente besitzt.

Man bekommt in bekannter Weise ein anschauliches Bild des Felds, wenn man die resultierende Feldstärke durch einen Vektor darstellt. Die Endpunkte des Vektors während einer Periode liegen dann auf einer Ellipse mit der Eigenschaft, daß (vgl. Fig. 301)

$$\frac{OB}{OA} = \frac{E_{x0}}{E_{z0}}, \quad \frac{OA_1}{OA} = \frac{OB_1}{OB} = \sin \varphi.$$

Für das Feld in der Luft nehmen die typischen Fälle, die man bei schlechtem Leitvermögen des Bodens bekommen kann, die Form von Fig. 302 *) oder Fig. 303 **) an.

Während das Feld bei Seewasser nach 138c ein nahezu reines vertikales Wechselfeld ist, ist es bei trockenem Boden ein gegen die Vertikale stark geneigtes Feld mit mehr oder weniger großer Drehfeldkomponente²²¹).

f. Die Abnahme der Amplitude beim Fortschreiten der Wellen hängt von dem Leitvermögen und der Dielektrizitätskonstanten

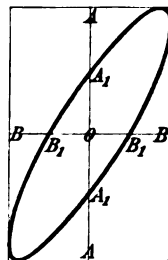


Fig. 301.

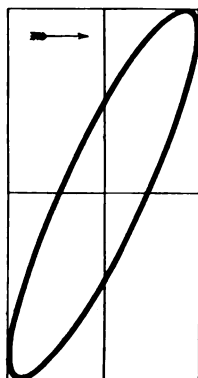


Fig. 302.

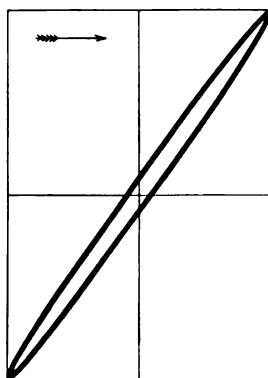


Fig. 303.

des Bodens und in besonders hohem Maße von der Wellenlänge ab. Sie erfolgt unter sonst gleichen Umständen um so langsamer, je größer Leitvermögen und Dielektrizitätskonstante des Bodens ist, also besonders langsam bei Seewasser, besonders schnell bei trockenem Boden. Die Abhängigkeit von der Wellenlänge ist derart, daß die Entfernung, in

*) Annahme: $N = 5 \cdot 10^5/\text{sec.}$, $k = 2$, $\sigma = 10^{-15}$ C.G.S.

**) Annahme: $N = 5 \cdot 10^5/\text{sec.}$, $k = 2$, $\sigma = 10^{-16}$ C.G.S.

welcher die Amplitude auf einen bestimmten Teil ihres Wertes in der Nähe des Senders herabgesunken ist, bei sehr gut leitendem Boden (Seewasser) $\propto \frac{1}{\lambda^2}$, bei sehr schlecht leitendem trockenem Boden noch annähernd $\frac{1}{\lambda}$ ist.

Sehr anschaulich wird diese Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt durch die Kurven von Fig. 304, in welcher die Abnahme der Amplitude auf die Strecke eines Erdquadranten gezeichnet ist so zwar, daß als Ordinaten die Amplituden, multipliziert mit der Entfernung vom Sender, aufgetragen sind.

Für die Praxis ergibt sich aus dem Gesagten:

1. Große Wellenlänge ist für die Fortpflanzung der Wellen außerordentlich viel günstiger als

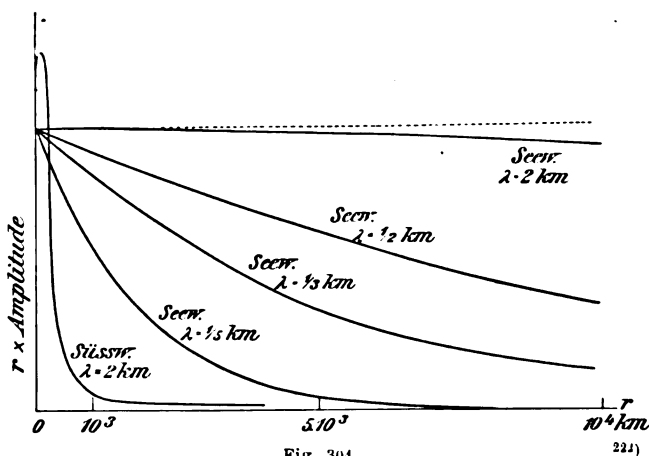


Fig. 304.

kleine*). Beim Telegraphieren über See tritt z. B. ein bestimmter Abfall der Amplitude für eine Wellenlänge von 5 km erst in einer 25 mal größeren Entfernung ein als bei einer Wellenlänge von 1 km.

2. Der Abfall der Amplitude ist über Land für dieselbe Entfernung viel größer als über See und zwar ist der Unterschied für dieselbe Entfernung um so größer, je kleiner die Wellenlänge²²⁶⁾ ist. Wenn also die Wellen zum Teil über Land, zum Teil über See gehen, so können wenige Kilometer, die sie über Land zurückzulegen haben, denselben Abfall der Amplitude ergeben, wie viele hundert Kilometer über See. Soll also auf große Entfernungen über See telegraphiert werden (transatlantische

*) Soweit es sich nur um den Einfluß der Erdoberfläche handelt. Ein Einfluß der Atmosphäre [145] ist dabei nicht in Betracht gezogen.

Telegraphie, Verkehr mit Schiffen), so ist es von größter Bedeutung, die Stationen so nahe an das Ufer zu legen als irgend möglich*).

g. Die längs der Erdoberfläche gemessene Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen kann etwas größer sein als die Lichtgeschwindigkeit, $3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec.} = 300\,000 \text{ km/sec.}$, weicht aber, ebenso wie bei Seewasser, nie viel von derselben ab²²¹⁾).

140. Der Einfluß der Kugelgestalt der Erde. (H. Poincaré, J. W. Nicholson²²⁶⁾).

Die in 138 und 139 angegebenen Beziehungen sind abgeleitet worden unter der Annahme, daß der Leiter (die Erde), auf welchem der Sender steht, eine ebene Oberfläche hat. Sie können deshalb auch nur auf solche Entfernungen annähernde Gültigkeit beanspruchen, für welche die Erdoberfläche noch annähernd als eben betrachtet werden kann, also nicht mehr für die transatlantischen Stationen, bei denen die Entfernung schon etwa die Hälfte eines Erdquadranten beträgt.

In welcher Weise sich die Verhältnisse ändern, wenn man auf die Kugelgestalt der Erde Rücksicht nimmt, ist von den oben genannten Autoren theoretisch untersucht worden für den idealen Fall, daß die Erdoberfläche extrem gut leitend ist. Ihre Ergebnisse sind auf einfacherem Wege von H. W. March²²⁶⁾ bestätigt worden.

Man kann ihre Resultate so deuten, daß die Erdkrümmung gegenüber den Verhältnissen bei der ebenen Erde sich in zweierlei Weise geltend macht,

1. indem die Energieausbreitung (Strahlung) längs der Erdoberfläche infolge der Kugelgestalt eine andere wird als bei ebener Oberfläche,

2. indem die Energiestrahlung der Erdkrümmung überhaupt nicht vollkommen folgt oder, anders ausgedrückt, indem zu der Energieausbreitung längs der Erdoberfläche noch eine Energiestrahlung — „Zerstreuung“ — von der Erdoberfläche in den Raum hinaus stattfindet.

a. Vorerst soll von der Energiezerstreuung abgesehen und nur die Ausbreitung der Welle längs der gekrümmten Erdoberfläche in Betracht gezogen werden. Die Folge dieser Ausbreitung ist, daß die Amplitude nicht mehr wie bei dem Fall des ebenen,

*) In dieser Beziehung sind also die Großstationen in Clifden und Glace-Bay, ebenso die Station Norddeich besonders günstig, verhältnismäßig ungünstig die Großstationen Eiffelturm und Nauen.

extrem gut leitenden Erdbodens [138 c] $\propto \frac{1}{r}$ ist (r = Entfernung vom Sender längs der Oberfläche gemessen), sondern

$$\propto \frac{1}{r} \cdot \sqrt{\frac{\vartheta}{\sin \vartheta}}$$

ist, worin ϑ den Winkel bedeutet, unter dem die Entfernung r vom Erdmittelpunkte aus erscheint (Fig. 305).

Diese Abnahme der Amplitude ist in Fig. 306 durch die ausgezogene Kurve für die Entfernungen bis zu einem halben Erdumfang (ϑ von 0—180°) dargestellt, während die gestrichelte Kurve die Abnahme der Amplitude $\propto \frac{1}{r}$ (ebene, extrem gut leitende Erde) angibt. Die Amplitude würde also, wenn keine Zerstreuung vorhanden wäre, im Fall der kugelförmigen Erdoberfläche langsamer abnehmen als im Fall der ebenen. Der Unterschied ist aber für Entfernungen bis zu einem Erdquadranten nicht sehr groß, er beträgt für die Entfernung eines halben Erdquadranten nur 5,4 %.

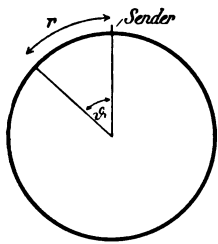


Fig. 305.

Daß die Amplitude hier langsamer abnehmen als im Fall der ebenen Erdoberfläche und sogar, wenn keine Zerstreuung vorhanden wäre, wieder zunehmen könnte bei größerer Entfernung vom Sender, übersieht man, wenn man die geometrischen Verhältnisse der Energieströmung längs der Erdoberfläche*) betrachtet. Sie erfolgt längs den durch den Sender gezogenen Längenkreisen, bei der ebenen Erdoberfläche längs Radien, die auf derselben durch den Fußpunkt der Antenne gezogen sind. Diese letzteren divergieren stets und zwar unter demselben Winkel, die Energie breitet sich also auf eine immer größere Fläche aus. Bei der gekrümmten Erdoberfläche aber divergieren die Längenkreise nur zwischen $\vartheta = 0^\circ$ und $\vartheta = 90^\circ$, d. h. bis zur Entfernung eines Erdquadranten. Auch in diesem Gebiet ist der Winkel, den sie mit einander bilden, und damit auch die Fläche, über die sich die Energie längs der Erdoberfläche ausbreitet, kleiner als im Fall der ebenen Erdoberfläche, und zwar um so kleiner, je größer die Entfernung ist. Auf größere Entfernung konvergieren sie wieder nach dem der Antenne diametral gegenüberliegenden Punkt. In diesem Fall tritt also keine Ausbreitung der Energie über eine immer größere Fläche, sondern eine Konzentration

*) Für die Abnahme der Amplitude mit der Entfernung ist aber nicht diese, sondern die Energieströmung in dem ganzen Raum maßgebend.

der Energieströmung ein, die um so größer wird, je mehr man sich dem Gegenpol der Antenne nähert.

b. Infolge der Energiezerstreuung kommt zu dem Ausdruck in a noch ein Zerstreuungsfaktor hinzu, der nach der Theorie

$$= e^{-0,36 \cdot \vartheta \cdot \sqrt{\frac{2\pi a}{\lambda}}} = e^{-0,0019 \cdot \sqrt{\frac{r}{\lambda}}} \quad (r \text{ und } \lambda \text{ in km})$$

ist, so daß also das Gesetz für die Abnahme der Amplitude \mathfrak{A} bei gekrümmter Erdoberfläche von unendlich großem Leitvermögen und einer homogenen, vollständig isolierenden Atmosphäre [145] lautet

$$\mathfrak{A} = \mathfrak{A}_0 \cdot \frac{1}{r} \cdot \sqrt{\frac{\vartheta}{\sin \vartheta}} \cdot e^{-0,0019 \cdot \sqrt{\frac{r}{\lambda}}} \quad \dots \quad (1)$$

Der Zerstreuungsfaktor ergibt sich z. B. für $r = \frac{1}{2}$ Erdquadranten und $\lambda = 4$ km zu $1/400$.

c. Vergleicht man dieses Gesetz für die Abnahme der Amplitude

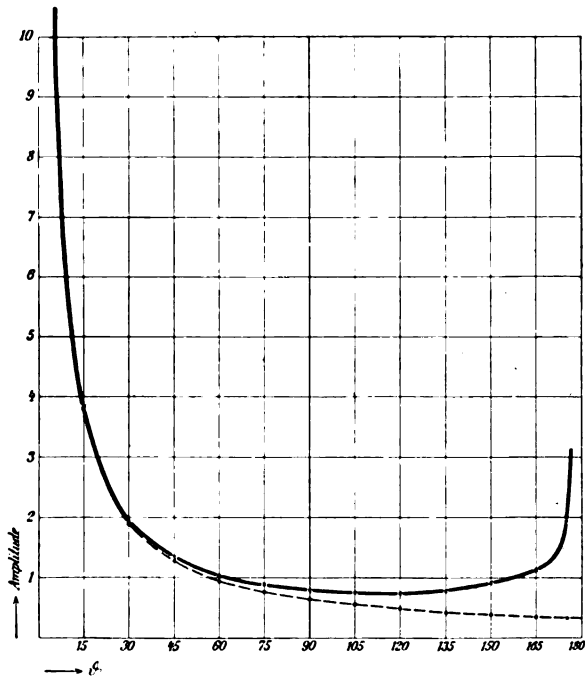


Fig. 306.

mit demjenigen, das L. W. Austin [146 b] aus seinen Messungen bei Tage empirisch abgeleitet hat, so zeigen die beiden Gesetze nicht

*) a = Erdradius. — Der Faktor $0,0019 \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{r}{\lambda}}}$ würde als „Zerstreuungskoeffizient“ zu bezeichnen sein.

unerhebliche Unterschiede sowohl bezüglich der Zahlengröße im Zerstreuungsfaktor als bezüglich der Art, wie derselbe von der Wellenlänge abhängt.

Vergleicht man indes die tatsächlichen Beobachtungen von Austin mit dem theoretischen Gesetz Gl. 1, so überzeugt man sich, daß diese Beobachtungen durch das theoretische Gesetz ebenso gut wiedergegeben werden wie durch das empirische. —

Dabei ist allerdings zu bedenken, daß die bisherige Theorie unvollständig ist. Sie ist nur für den Fall entwickelt worden, daß die Erdoberfläche ein unendlich großes Leitvermögen besitzt. Es bleibt abzuwarten, ob eine vollständige Theorie, die auf das endliche Leitvermögen der Erdoberfläche Rücksicht nimmt und demnach noch eine Abnahme der Amplitude durch Absorption liefern muß, ebenso gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen ergibt.

§ 2. Wellen über unebenem oder inhomogenem Boden.

In § 1 wurde vorausgesetzt, daß der Teil der Erde, über welchen sich die Wellen fortpflanzen, aus homogenem Material besteht und die Erdoberfläche eben bzw. kugelförmig ist. Es bleibt zu untersuchen, welche Änderungen eintreten:

1. wenn die Erdoberfläche beträchtliche Unebenheiten zeigt,
2. wenn unter der Erdoberfläche Schichten von sehr verschiedenem Leitvermögen und sehr verschiedener Dielektrizitätskonstante aufeinander folgen,
3. wenn auf der Erdoberfläche Flächen von sehr verschiedenem Leitvermögen und sehr verschiedener Dielektrizitätskonstante verteilt sind.

141. Unebenheiten der Erdoberfläche.

Hindernisse für die Ausbreitung der Wellen können auftreten durch Hügel oder Berge und durch Bäume oder Bauten.

a. Bei Hügeln oder Bergen kann man drei Möglichkeiten unterscheiden:

1. Die Welle geht durch den Hügel hindurch (Fig. 307);
2. sie gleitet längs der Oberfläche des Hügels hin (Fig. 308);
3. die Wellen gelangen durch Beugung auch hinter den Hügel (Fig. 309).

Wie die Verhältnisse im einzelnen liegen, muß von der Form des Berges, der Leitfähigkeit und der Dielektrizitätskonstante seines Materials abhängen. Beugung wird wohl in allen Fällen mitwirken. Daß sie gelegentlich die entscheidende Rolle spielt, geht aus Beobachtungen von H. B. Jackson²²⁷⁾ hervor, wonach ein Schiff in unmittelbarer Nähe eines Hügels die Telegramme einer jenseits des Hügels gelegenen Station

nicht erhielt, dieselben aber bekam, nachdem es sich weiter vom Hügel entfernt hatte. Wenn der Hügel aus verhältnismäßig gut leitendem Material besteht und seine Breite sehr groß gegen die Wellenlänge ist, wird wohl der Fall 2 der ausschlaggebende sein. Der Teil der Welle, welcher durch den Hügel hindurchgeht (Fall 1), kann wohl nur

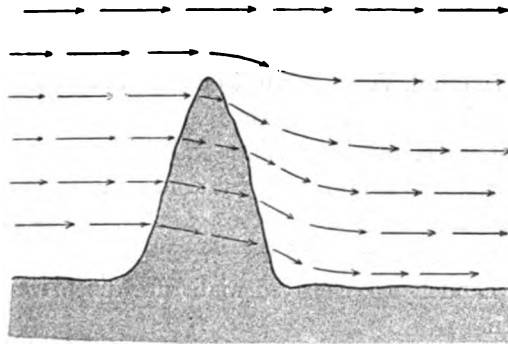


Fig. 307.

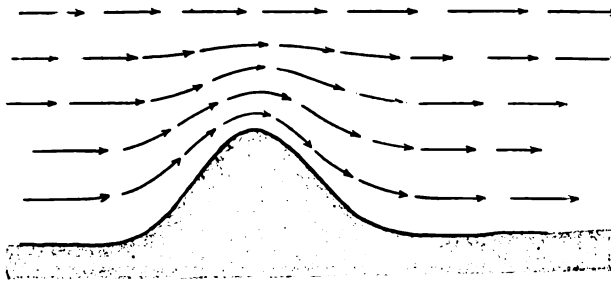


Fig. 308.

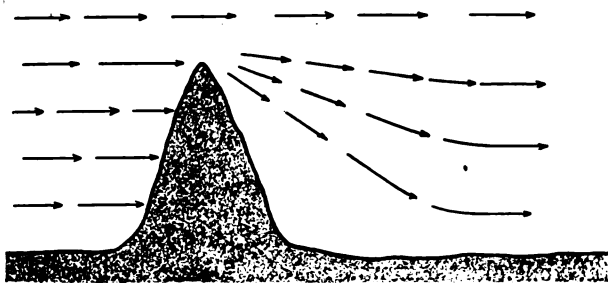


Fig. 309.

bei sehr schlecht leitendem Material (Felsen) und nicht zu großer Breite des Hügels in Betracht kommen.

In allen Fällen wird der Hügel die Amplitude desjenigen Wellenteils, der durch ihn hindurch- oder über ihn hinwegging, schwächer, also eine

Art elektromagnetischen Schatten werfen und zwar um so mehr, je kleiner die Wellenlänge ist *).

Das ist z. B. beobachtet worden bei Versuchen zwischen Nauen und Schiffen im Atlantischen Ozean: man konnte hier den „Schatten“ der Gebirge von Spanien deutlich nachweisen. In der Praxis nimmt man an, daß die Reichweite (von fahrbaren Stationen) im Gebirge um etwa 50 % kleiner ist als in der Ebene oder mittlerem Hügelland.

b. Daß Baumgruppen die Ausbreitung von kurzen Wellen sehr stark stören können, ist durch Versuche von D u d d e l l und T a y l o r²²⁸⁾ nachgewiesen. Ganz besonders ungünstig für die Fortpflanzung der Wellen sind starkbewachsene, in erster Linie waldreiche Gegenden; sie sollen z. B. die Reichweite von fahrbaren Stationen um etwa 50 % herunterdrücken. Ebenso können hohe Bauten, ganz besonders in unmittelbarer Nachbarschaft von Sender und Empfänger, sehr ungünstig wirken. In beiden Fällen handelt es sich jedenfalls um die Wirkung von induzierten Strömen.

142. Regen und Grundwasser (F. Hack)²²⁹⁾.

a. Der Fall, daß der Tiefe nach Schichten von sehr verschiedenen Eigenschaften aufeinander folgen, tritt ein, wenn die oberste Schicht eines sehr schlecht leitenden Bodens geringer Dielektrizitätskonstante

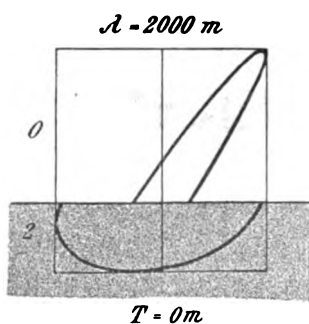


Fig. 310.

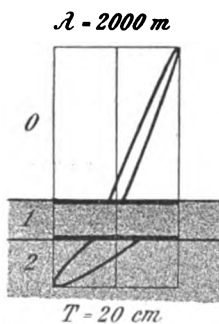


Fig. 311.

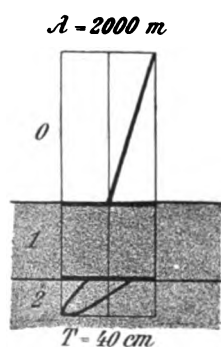


Fig. 312.

durch anhaltenden Regen oder Schneefall gute Leitfähigkeit und höhere Dielektrizitätskonstante bekommen hat. Dieser Fall ist bisher mathematisch behandelt worden nur unter der Voraussetzung, daß die Entfernung vom Sender sehr groß ist und demnach die Wellen nicht

*) Marconi¹⁹¹⁾ gibt an, daß die Schwächung der Wellen durch Gebirge beim Gebrauch verhältnismäßig kurzer Wellenlängen nur bei Tage, nicht aber bei Nacht vorhanden sei.

nur als Oberflächenwellen, sondern auch als ebene Wellen betrachtet werden dürfen.

Wie die Richtung des elektrischen Felds an der Erdoberfläche unter dieser Voraussetzung aussehen müßte, zeigen die Fig. 310 bis

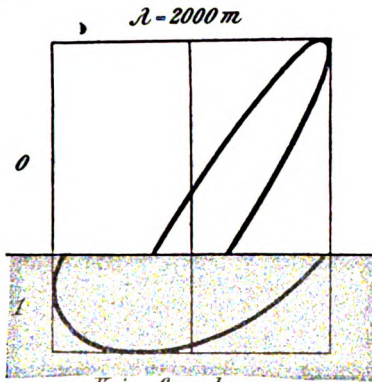


Fig. 313.

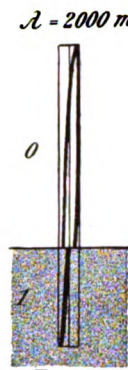


Fig. 314.

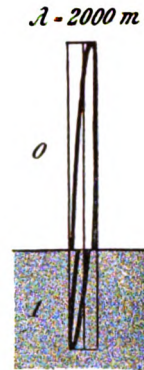


Fig. 315.

312*). Die erste stellt das Feld dar [vgl. 39 e] für einen völlig trockenen Boden, die zweite und dritte für den Fall, daß der Boden bis zu einer



Fig. 316.

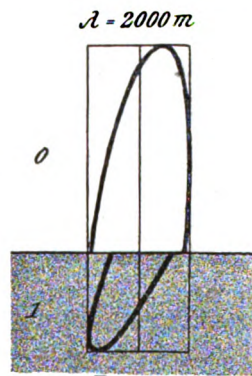


Fig. 317.

*) Ich verdanke die Fig. 310 bis 317 dem verstorbenen Prof. Dr. F. H a c k (Stuttgart). — In den Figuren ist angenommen:

- für trockenen Boden $\sigma = 10^{-16}$ C.G.S., $k = 2$
- „ durchnäßten „ $\sigma = 10^{-13}$ „ „ $k = 15$
- „ Grundwasser $\sigma = 5 \cdot 10^{-14}$ „ „ $k = 80$.

Die in dem getonten Teil befindliche Kurve stellt das el. Feld in dem betreffenden Teil des Erdtodens dar.

Tiefe T von 20 bzw. 40 cm durchnäßt ist. Die Wirkung ist also die, daß die starke Drehfeldkomponente, die bei ganz trockenem Boden vorhanden ist, um so mehr geschwächt, das Feld also um so mehr ein reines Wechselfeld wird, je tiefer die durchnäßte Bodenschicht reicht.

Auch die *Absorption* der Wellen wird durch den Regen beeinflusst; sie wird in allen praktischen Fällen erniedrigt und zwar um so mehr, je tiefer der Regen eingedrungen ist.

b. An den meisten Stellen des Festlandes befindet sich unter der obersten Schicht von verhältnismäßig trockenem Boden und Gestein eine *Grundwasserschicht*, deren Tiefe unter der Oberfläche ungefähr zwischen 100 m und einigen wenigen Metern variiert.

Die Fig. 313 bis 317 geben unter denselben Voraussetzungen, die den Fig. 310 bis 312 zugrunde lagen, das Feld an der Erdoberfläche für die Wellenlänge 2000 m (T = Entfernung des Grundwasserspiegels von der Erdoberfläche); in allen Fällen ist die Tiefe der Grundwasserschicht als sehr groß angenommen. Durch die Grundwasserschicht wird also die Richtung des elektrischen Feldes mehr senkrecht zur Erdoberfläche. Die *Absorption* kann je nach den Umständen vergrößert oder verkleinert werden, in den meisten praktischen Fällen wird sie bei großer Wellenlänge ($\lambda > 1$ km) verkleinert.

143. Verteilung von Wasser und Land.

Wenn zwischen zwei Stationen sowohl festes Land als Wasser, besonders Seewasser, liegt, so kann sich dies in verschiedener Weise geltend machen.

a. Der Hauptteil der Welle kann die *Seewasserfläche* als *Führung* benutzen und sich längs dieser fortpflanzen.

Es ist z. B. nicht ausgeschlossen, daß bei dem Verkehr zwischen den Stationen in England und Schiffen im Mittelmeer der Teil der Wellen, welcher auf den Schiffstationen zur Wirkung kommt, nicht derjenige ist, welcher den geraden Weg über die Alpen, sondern derjenige, welcher den Seeweg (über Gibraltar) eingeschlagen hat*).

Schon *Flußwasser* scheint in dieser Richtung zu wirken. Wenigstens ist bei Versuchen mit fahrenden Eisenbahnzügen festgestellt

*) Das würde nicht die von *Marconi*¹⁹¹⁾ angegebene Tatsache erklären, wonach bei Nacht Schiffe im Mittelmeer mit den Poststationen in England ($\lambda = 300$ bzw. 600 m) auf Entfernungen über 1000 Meilen meist bequem verkehren können, dagegen sehr selten auf dieselbe Entfernung Schiffe auf dem nördlichen Teil des Atlantischen Ozeans, obwohl hier kein Land dazwischen ist. Es zeigt aber, daß gerade in diesem Falle die Verhältnisse kompliziert liegen.

worden, daß die Wirkung immer stark zunahm, wenn der Eisenbahnzug (Empfänger) sich einem Flußlauf näherte²³⁰). Es scheinen sich also die Wellen hauptsächlich längs der besser leitenden Wasserwege ausgebreitet zu haben.

Auch bei Versuchen mit solchen Empfangsantennen, mit denen sich die Richtung der ankommenden Wellen feststellen ließ [207 b], wurde beobachtet, daß diese Richtung nicht immer mit derjenigen, in welcher der Sender lag, zusammenfiel²³¹). Die Wellen müssen sich also unter dem Einfluß einer Ungleichheit des Bodens nicht geradlinig längs der Erdoberfläche fortgepflanzt haben.

b. Beim Übergang vom Wasser zum Land und umgekehrt*) muß eine teilweise Reflexion und eventuell auch Richtungsänderung der Wellen stattfinden²³²). Für die Amplitude der Wellen, welche irgendein bestimmter Sender in einer bestimmten Entfernung liefert, kommt demnach nicht nur in Betracht die Entfernung, welche die Welle über Land und Wasser zurückgelegt hat, sondern auch noch die Uferform**).

Vielleicht sind auf diese Weise Beobachtungen zu erklären, aus denen hervorzugehen scheint, daß man unter Umständen an bestimmten Punkten, die weiter entfernt von einem Sender sind, eine bessere Wirkung bekommt, als an Stellen, welche dem Sender näher liegen. Nicht ausgeschlossen ist aber auch, daß es sich dabei um die Interferenz von zwei Wellenzügen handelt, die auf verschiedenen Wegen an die betreffende Stelle gelangt und deshalb nicht gleichphasig sind.

§ 3. Abhängigkeit der Wellen von atmosphärischen und anderen Einflüssen.

144. Wirkung des Zustands der Atmosphäre.

a. Der ganze Ansatz der bisherigen Theorie entspricht nicht vollkommen den wirklichen Verhältnissen. Die bisherige Theorie nimmt an, daß die leitende Erde von einem homogenen, vollständig isolierenden Medium umgeben ist. Zweifellos sind aber die Eigenschaften der Atmosphäre in Schichten verschiedener Höhe verschieden und sie ist außerdem kein vollkommener Isolator. Dieser Zustand der Atmosphäre muß die Fortpflanzung der Wellen mitbestimmen.

*) Allgemein beim Übergang zwischen Teilen der Erdoberfläche von verschiedener Beschaffenheit.

**) Eine kreisförmige Bucht könnte unter Umständen ähnlich wie ein Hohlspiegel wirken.

b. Von dem Zustand der Atmosphäre kann einmal die Größe der Absorption der Wellen abhängen. Dann aber kann die Richtung und Form der Wellen geändert werden, wenn an der Erdoberfläche Schichten verschiedener Beschaffenheit in der Höhe aufeinander folgen. Endlich kann durch Inhomogenitäten in der Atmosphäre eine Dispersion, Brechung und teilweise Reflexion stattfinden.

Man hat zum Vergleich häufig die entsprechenden Erscheinungen beim Durchgang von Lichtstrahlen durch die Atmosphären beigezogen²³³). Bis zu einem gewissen Grad ist das auch berechtigt. Aber man darf nicht aus den Augen verlieren, daß zwischen beiden Erscheinungen große Unterschiede bestehen. Die Wellenlänge in der drahtlosen Telegraphie für größere Entfernung beträgt 1000–6000 m. Eine Inhomogenität in der Atmosphäre, die eine Ausdehnung von einem oder mehreren Kilometern hat, ist demnach immer noch von der Größenordnung der Wellenlänge; man hat also zum Teil Verhältnisse wie z. B. in der Optik der kolloidalen Lösungen. Außerdem ist die Fortpflanzung der Wellen in der Atmosphäre durchaus nicht nur durch den Zustand der Atmosphäre, sondern ebenso sehr durch die Nähe der leitenden Erdoberfläche bestimmt. Die Bedingungen sind also in dieser Beziehung ganz andere als für einen Lichtstrahl, der durch die Atmosphäre hindurchgeht.

c. Daß der Zustand der Atmosphäre von großem Einfluß auf die Reichweite einer Station ist, steht außer Zweifel. Man muß dabei aber zweierlei trennen:

1. den unmittelbaren Einfluß, den die Beschaffenheit der Luft (Ionisation, Gehalt an Wasserdampf und Wassertröpfchen, Luftdruck, Temperatur) auf die Fortpflanzung der Wellen haben kann;
2. den mittelbaren Einfluß, der darin bestehen kann, daß die Witterung einerseits die Isolation und den Erdwiderstand in der Nähe der Antennen und damit die Schwingungen von Sender und Empfänger, andererseits die Erdoberfläche zwischen Sender und Empfänger und damit die Absorption der Wellen durch dieselbe ändert²³⁴).

Versuche also, bei denen dieser mittelbare Einfluß nicht ausgeschaltet oder genau kontrolliert wurde, können zur Beurteilung des unmittelbaren Einflusses nicht herbeigezogen werden. Dadurch fallen alle Versuche über festes Land weg, bei denen es unmöglich ist, den Einfluß der Witterung auf die Erdoberfläche zwischen Sender und Empfänger zu eliminieren oder zu bestimmen. In Betracht kommen nur Versuche über Seewasser und zwar möglichst von Schiff zu Schiff, aber auch diese nur, wenn kontrolliert wurde, daß nicht die Isolation der Antennen und damit die Schwingungen von Sender und Empfänger beeinflußt wurden.

Aber auch bei solchen Versuchen ist in der Beurteilung ihrer Resultate größte Vorsicht geboten. Wenn der Zustand der Atmosphäre überhaupt von Einfluß auf die Wirkung ist, so muß jedenfalls das ganze Gebiet zwischen Sender und Empfänger, und zwar auch in sehr bedeutenden Höhen über dem Erdboden in Betracht gezogen werden. Meist wird man aber, zumal bei Versuchen über große Entfernungen, dazu nicht in der Lage sein.

145. Die Ionisation der Atmosphäre.

Bei den vorangehenden Überlegungen war immer die Luft als absoluter Isolator behandelt. Tatsächlich besitzt aber die atmosphärische Luft stets eine gewisse Ionisation. Als Ursachen derselben kommen in Betracht radioaktive Emanationen aus dem Erdboden, die Wirkung der ultravioletten Sonnenstrahlen und wohl auch Elektronen, die von der glühenden Sonne ausgesandt werden*).

a. Das Leitvermögen, das die Atmosphäre vermöge dieser Ionisation besitzt, ist bis zu den Höhen, in denen es bei Ballonfahrten untersucht werden konnte (etwa 6000 m), sehr klein, viel kleiner als das Leitvermögen des trockensten Bodens. Auf die Form der Wellen kann dieses Leitvermögen kaum einen erheblichen Einfluß haben, die Absorption derselben müßte zwar gesteigert werden, aber nur um einen sehr geringen Betrag²²¹⁾.

Aber schon in den für Ballons zugänglichen Höhen zeigt sich, daß die Ionisation der Luft in großer Höhe mit der Höhe wächst. Daß sie in sehr großen Höhen einen noch erheblich größeren Betrag annimmt, ist sehr wahrscheinlich²³⁵⁾, da dort die Wirkung der ultravioletten Sonnenstrahlen und eventuell der von der Sonne ausgesandten Elektronen sehr viel größer sein muß, als in den tieferen Schichten der Atmosphäre, wo beide zum größten Teil schon absorbiert sind.

Es sind nun zwei Fälle möglich. Entweder das Leitvermögen, das die Luft auch in den höchsten Schichten bekommt, ist immer noch sehr klein gegenüber dem Leitvermögen z. B. von nassem Boden; dann wird der Einfluß der oberen Schichten der Atmosphäre im wesentlichen in einer Vergrößerung der Absorption der Wellen bestehen. Oder das Leitvermögen in den oberen Schichten der Atmosphäre ist schon von derselben Größenordnung wie etwa dasjenige von nassem Boden. Dann

*) Es wird berichtet²³⁶⁾, daß Polarlichter auf den Verkehr einer Station auf Spitzbergen und einer solchen bei Hammerfest einen bedeutenden Einfluß ausgeübt haben.

würden die Verhältnisse ganz anders liegen also in 138 ff. vorausgesetzt wurde. Man hätte nicht die leitende Erde umgeben von einem praktisch homogenen Medium von verschwindend kleinem Leitvermögen, sondern man hätte drei konzentrische Schichten: die obere Erdschicht mit relativ gutem Leitvermögen, dann die unteren Schichten der Atmosphäre mit verschwindend kleinem und endlich die obere Atmosphärenschicht mit gutem Leitvermögen²³⁶⁾, zwischen beiden letzteren ein mehr oder weniger allmählicher Übergang. In diesem Fall würden die von einem Sender an der Erdoberfläche ausgesandten Wellen zwei leitende Schichten als Führung vorfinden und sich zwischen ihnen fortpflanzen. Die Form der Wellen würde eine ganz andere werden können als unter den in 138 und 139 vorausgesetzten Bedingungen. Über den Einfluß der oberen Atmosphärenschicht auf die Absorption läßt sich nichts Allgemeines aussagen: je nach dem Leitvermögen der oberen Atmosphärenschicht wäre sowohl eine Vergrößerung als eine Verkleinerung der Absorption denkbar.

b. An einen indirekten Einfluß der Ionisation in der Atmosphäre denkt J. A. Fleming²³⁷⁾. Er nimmt an, daß in den ionisierten oberen Schichten der Atmosphäre Wasserdampf sich an den Ionen kondensiert, daß dadurch die Dielektrizitätskonstante dieser Schichten vergrößert und dadurch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen verkleinert wird. Das müßte zur Folge haben, daß die Front der längs der Erdoberfläche fortschreitenden Wellen nach rückwärts gebogen und dadurch die Richtung der Strahlung nach oben gelenkt würde.

c. Wenn eine so starke Ionisation in der Atmosphäre überhaupt möglich ist, daß dieselbe einen erheblichen direkten oder indirekten Einfluß auf die Wellen besitzt, so muß man auch damit rechnen, daß in der Atmosphäre durch vertikale Luftströmungen, durch Wolken, Nebel etc. das Leitvermögen in Schichten derselben Höhe an verschiedenen Stellen sehr verschieden werden kann. Solche Inhomogenitäten können dann wieder die Wellen durch Dispersion, Reflexion, Absorption etc. erheblich stören und eventuell zu Interferenzerscheinungen²³⁸⁾ Anlaß geben.

d. Die erste Beobachtung, die eine Einwirkung der Ionisation in der Atmosphäre nahe legte, war diejenige von Marconi²³⁹⁾, die inzwischen immer wieder bestätigt worden ist, daß nämlich beim Telegraphieren auf sehr große Entfernungen mit nicht sehr großen Wellenlängen ($\lambda < 4000$ m) die Wirkung desselben Senders sehr viel größer sein kann bei Nacht als bei Tag. Die bei

Nacht erreichte Entfernung soll nach Angabe von Marconi unter Umständen das $2\frac{1}{2}$ -fache derjenigen bei Tag sein. Die quantitativen Messungen von L. W. Austin*) haben einen erheblichen Einfluß von Tag und Nacht bestätigt und zwar im Einklang mit den Beobachtungen Marconis in der Weise, daß die Wirkung, bei Tag sehr konstant, die Wirkung bei Nacht sehr unregelmäßig, bald nicht viel größer, bald sehr viel größer als bei Tag ist*).

Dazu ist in neuester Zeit die von den verschiedensten Seiten gemachte Beobachtung gekommen, daß während der Sonnenfinsternis in diesem Frühling die Stärke der Zeichen mit zunehmender Verfinsterung an Stärke zunahm und bei zunehmender Helligkeit wieder abnahm²¹⁰⁾.

Diese Beobachtungen würden, soweit es sich um die geringere Wirkung bei Tage handelt, durch die stärkere Ionisation der oberen Atmosphärenschichten bei Tage sich erklären. Auch die Beobachtung Marconis, daß bei Wellenlängen von 6000—8000 m der Unterschied zwischen Tag und Nacht kaum merklich sei, würde dem nicht widersprechen: es könnte sein, daß die direkte [a] oder indirekte [b] Wirkung der ionisierten Atmosphäre ebenso wie diejenige des leitenden Erdbodens für lange Wellen geringer ist als für kurze. Was aber die Angabe von Marconi²⁴¹⁾ betrifft, daß man bei 8000 m Wellenlänge gelegentlich bei Tag eine bessere Wirkung bekomme als bei Nacht, so wird man abwarten müssen, ob bei noch größeren Wellenlängen die Wirkung bei Tag sich regelmäßig größer ergibt als diejenige bei Nacht, ehe man daraus allgemeine Schlüsse zieht.

Für die Beobachtung, daß die Wirkung bei Nacht sehr schwankend ist, wird es schwer sein, auf Grund der gegenwärtigen Kenntnisse eine gut begründete Erklärung zu finden**). Diese Beobachtung ist vielleicht geeignet, die Auffassung, daß die Nachtwirkung die normale, einer nicht ionisierten Atmosphäre entsprechende, die Tagwirkung eine durch die Ionisation direkt oder indirekt geschwächte sei, nicht so sicher erscheinen zu lassen, als dies wohl

*) Diese Beobachtungen von Austin [146 b] bezogen sich auf Wellen bis 3750 m Wellenlänge.

**) Auch für die Beobachtung Marconis¹⁹¹⁾, daß die ungünstige Wirkung, die Land und Gebirge auf die Ausbreitung der Wellen bei verhältnismäßig kurzen Wellenlängen ausüben, nur bei Tag, nicht aber bei Nacht vorhanden sei, gibt es wohl zurzeit keine ernst zu nehmende Erklärung.

Es geht aus der betreffenden Stelle allerdings nicht klar hervor, ob das allgemein oder nur für den Verkehr England—Mittelmeer gelten soll, wo besonders komplizierte Verhältnisse vorzuliegen scheinen (vgl. darüber S. 312 Fußnote).

meist angenommen wird. Jedenfalls ist auch die Auffassung möglich, daß die Tagwirkung die „normale“ sei, während es sich bei der Nachtwirkung um eine abnormale Steigerung durch vorerst noch nicht sicher festgestellte Ursachen handle. Diese letztere Auffassung würde die einzig mögliche werden, wenn es sich wirklich herausstellte [140 c], daß die Abnahme der Amplitude, welche man bei Tag tatsächlich beobachtet, übereinstimmen würde mit derjenigen Abnahme, welche die Theorie ergibt allein für Absorption durch den Erdboden und Zerstreuung infolge der Kugelgestalt der Erde ohne die Annahme der Mitwirkung einer ionisierten bzw. inhomogenen Atmosphäre.

Ganz besonders komplizierte Verhältnisse liegen vor bei Sonnenaufgang und -untergang. Sie werden am besten illustriert

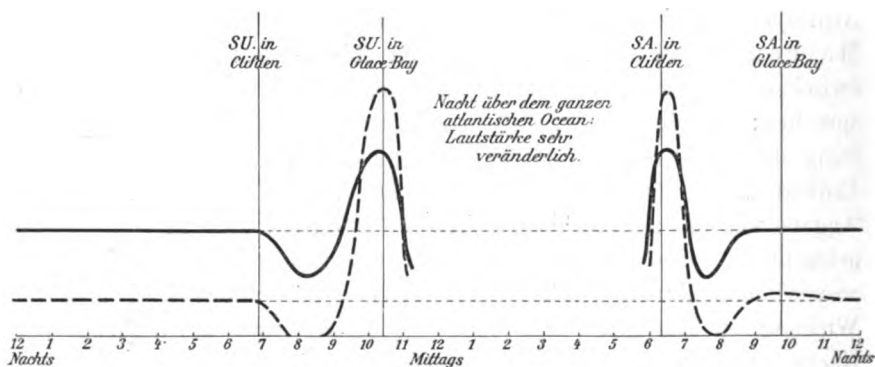


Fig. 318.

durch die von Marconi¹⁹¹⁾ angegebenen Kurven, die in Fig. 318 reproduziert sind: als Abszissen sind die Stunden nach Greenwicher Zeit, als Ordinaten die Lautstärke der in Clifden (Irland) von Glace Bay (Kanada) ankommenden Signale in irgend einem willkürlichen Maßstab aufgetragen und zwar bezieht sich die ausgezogene Kurve auf $\lambda = 7000$ m, die gestrichelte auf $\lambda = 5000$ m. Danach ist die Lautstärke bei Tage in der Regel sehr konstant, aber kurz nach Sonnenuntergang in Clifden wird sie geringer, um etwa zwei Stunden später ihr Minimum zu erreichen. Von da an nimmt sie zu bis zu einem sehr hohen Maximum, das mit der Zeit des Sonnenuntergangs in Glace Bay ungefähr zusammenfällt. Dann wird sie allmählich wieder kleiner und ist während der Zeit, während deren auf dem ganzen Atlantischen Ozean Nacht herrscht, äußerst veränderlich. Kurz vor Sonnenaufgang in Clifden werden die Signale allmählich wieder stärker, erreichen eine

maximale Lautstärke bald nach Sonnenaufgang in Clifden. Dann fällt die Lautstärke wieder ab zu einem ausgesprochenen Minimum, das nicht sehr lange vor Sonnenaufgang in Glace-Bay eintritt. Dann steigt die Lautstärke wieder zu ihrem normalen Tagwert.

In den Fig. 319—322 ist die Verteilung von Licht und Dunkelheit (die letztere schraffiert) für die Zeiten maximaler und minimaler Lautstärke dargestellt. Es geht daraus hervor, daß die Beobachtungen

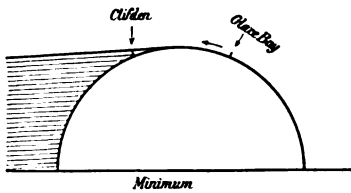


Fig. 319.

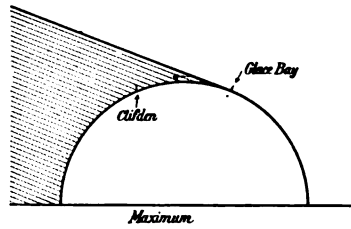


Fig. 320.

Marconis eine Erklärung finden würden, wenn die Wellen in dem ionisierten Teil eine geringere Fortpflanzungsgeschwindigkeit hätten als in dem nicht ionisierten und bei dem Übergang von den schwach ionisierten in die stark ionisierten *) Partien der Atmosphäre und umgekehrt eine starke Reflexion erlitten **).

Bemerkenswert ist dabei der Einfluß der Wellenlänge. Während für die Wellenlänge 5000 m die Lautstärke bei Tage erheblich

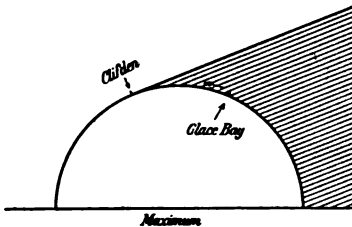


Fig. 321.

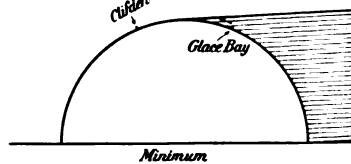


Fig. 322.

*) Es kommt nicht darauf an, ob ein Teil der Atmosphäre belichtet oder nicht belichtet ist. Die unteren Schichten der Atmosphäre sind stets als schwach ionisiert, ob sie beleuchtet sind oder nicht, zu betrachten. Fig. 320 würde also, wenn man die schwach ionisierten Teile schraffiert, in vergrößertem Maßstab die Form von Fig. 323 annehmen.

**) Vielleicht würde sich in ähnlicher Weise auch die Angabe Marconis¹⁹¹⁾ erklären, daß bei Nacht die Reichweite in südnördlicher oder umgekehrter Richtung größer sei als diejenige in ostwestlicher bzw. westöstlicher.

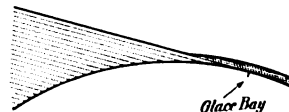


Fig. 323.

geringer ist als für die Wellenlänge 7000 m, liegt das Maximum, das die Lautstärke in der Gegend des Sonnenuntergangs bzw. -aufgangs erreicht, für die kürzere Wellenlänge ziemlich höher.

e. Es ist zum Teil angenommen worden, daß es sich bei den Beobachtungen über die verschiedene Wirkung bei Nacht und Tag um einen indirekten Einfluß des Tageslichts handle: durch das Tageslicht soll das Sprühen der Antenne und damit die Dämpfung und Amplitude der Schwingungen geändert werden.

Das könnte in zweierlei Weise geschehen. Einmal könnte durch die direkte photoelektrische Einwirkung des Tageslichts auf die Oberfläche der Antenne die Entladung der Antenne vergrößert werden. Das ist schon deshalb sehr unwahrscheinlich, weil die photoelektrische Wirkung des Tageslichts an der Erdoberfläche auf unreine Metall- (zumal Kupfer-) Oberflächen sehr unbedeutend ist.

Und dann könnte indirekt das Tageslicht dadurch, daß es die Leitfähigkeit der Luft erhöht, einen Einfluß auf das Sprühen ausüben. An Stellen, an denen schon bei Nacht ein Sprühen vorhanden ist, ist eine merkliche Änderung desselben durch das Tageslicht nicht wahrscheinlich, da der Einfluß des Tageslichts gegenüber der starken Ionisation durch das elektrische Feld der Antenne selbst gar nicht in Betracht kommt. Aber man könnte daran denken, daß an solchen Stellen der Antenne, an denen bei Nacht die Spannungsamplitude noch nicht ausreicht, um ein Sprühen hervorzurufen, dieses durch den direkten oder indirekten Einfluß des Tageslichts eingeleitet wird.

Laboratoriumsversuche²⁴²⁾ mit Spulen und Einfachantennen haben keinen merkbaren Einfluß von kräftigem ultraviolettem Licht ergeben *); Dämpfungsmessungen an Antennen lieferten in unseren Breiten bei Tag und Nacht keine so verschiedenen Dekremente, daß sie die verschiedene Wirkung bei Tag und Nacht erklären würde²⁴³⁾. In den Tropen wurden allerdings gelegentlich bei Tag sehr viel höhere Werte gefunden als bei Nacht.

f. Aus dem, was über die verschiedenen Wirkungen bei Tag und Nacht in d gesagt war, lassen sich folgende praktische Konsequenzen ziehen.

1. Da Wellen von großer Wellenlänge bei Tag wesentlich günstiger sind, aber bei Nacht keine sehr große Steigerung ihrer Wirkung erfahren, während die Wirkung kurzer Wellen bei Tag schwächer ist, bei Nacht aber bedeutend gesteigert wird, so kann es günstiger sein, bei Tag mit längeren, bei Nacht mit kürzeren Wellen zu arbeiten. Das geschieht zum Teil auch in der Praxis.

2. Man findet häufig die Angabe, eine Station habe bei Nacht gelegentlich die Telegramme einer bestimmten Station aufnehmen

*) Gegen einen Einfluß des Lichts auf die Schwingungen des Senders spricht auch die Angabe von Marconi²³⁹⁾, daß der Einfluß des Tageslichts sich erst bei großen Entfernungen (von ca. 250 km an) bemerkbar mache.

können, als Beweis für die kräftige Wirkung dieser letzteren Station. Da die Wirkung bei Nacht eine sehr unregelmäßige ist, so wird man aus einer solchen Angabe kaum mehr als den negativen Schluß ziehen müssen, daß die beiden Stationen für einen regelmäßigen Verkehr bei weitem nicht ausreichen.

146. Messungen über die Ausbreitung der Wellen.

Bei den durch die Theorie gegebenen Resultaten von 138 ff. sind mehr oder weniger ideale Grenzfälle vorausgesetzt worden. Besonders wichtig ist deshalb der Ausfall einwurfsfreier Versuche.

a. In Betracht kommen aber nur solche Versuche, bei denen die Ausbreitung der Wellen unter denselben Bedingungen erfolgte wie bei der drahtlosen Telegraphie. Es fallen also weg

1. alle Versuche, die im Innern eines Laboratoriums oder in unmittelbarer Nähe von Gebäuden angestellt wurden, da die Reflexion an den Wänden und die Störung durch Leitungen eine sehr große Rolle spielen kann, wenn man nicht mit extrem kurzen Wellen arbeitet (vgl. aber 3.).

2. alle Versuche, bei denen die Entfernung zwischen Sender und Empfänger nicht merklich größer war als eine Wellenlänge. Bei der drahtlosen Telegraphie kommt es stets an auf das Feld in großer Entfernung vom Sender. Dieses kann aber von dem Feld in der Nähe des Senders sehr verschieden sein, insbesondere folgt die Abnahme der Amplitude mit der Entfernung ganz anderen Gesetzen als in unmittelbarer Nähe der Antenne.

3. alle Versuche, bei denen die Wellenlänge sehr verschieden war von denjenigen der drahtlosen Telegraphie: nach 139 ist die Größe der Wellenlänge für die Form und Absorption der Wellen von entscheidender Bedeutung.

b. Für die Ausbreitung der Wellen über Seewasser hat sich bei den früheren Versuchen von W. D u d d e l l und J. E. T a y l o r²²⁸) ergeben, daß die Amplitude — abgesehen von der unmittelbaren Nähe des Senders — annähernd wie $1/r$ abnimmt. Diese Versuche bezogen sich auf Entfernungen zwischen 16 und 60 Meilen. Dasselbe Ergebnis lieferten Versuche von C. T i s s o t²²⁸).

Auf sehr große Entfernungen (bis 1000 Seemeilen) hat in neuerer Zeit L. W. A u s t i n²⁴⁴) sehr sorgfältige Messungen ausgedehnt, bei denen die Großstation Brant-Rock als Geber fungierte und ein Kriegsschiff den Empfänger trug. Er konnte konstatieren, daß die Abnahme der Amplitude erheblich rascher erfolgt als $\propto 1/r$ und fand auch, daß sie bei Tag kleiner ist für lange als für kurze Wellen.

In Fig. 324 ist z. B. das Resultat einer Beobachtungsreihe dargestellt. Die Ordinaten sind die Werte des effektiven Stroms im Empfänger, der unter sonst gleichen Umständen der Amplitude der elektrischen Feldstärke an der Stelle des Empfängers proportional ist. Die gestrichelte Kurve würde dem Fall entsprechen, daß die Amplitude einfach abnähme $\propto \frac{1}{r}$, daß also weder Absorption [139] noch Zerstreuung [140] vorhanden wäre. Die Beobachtungen sind als Kreuze*) eingetragen: sie liegen sämtlich tiefer als diese gestrichelte Kurve und zwar, so weit es sich um Tagesbeobachtungen handelt, in der Nähe der stark ausgezogenen Kurve. Diese ist nach einer empirischen Formel berechnet, welche die Beobachtungen**) ziemlich gut darzustellen scheint, der Formel, wonach der effektive Strom im Empfänger ist

$$= A J_{\text{eff}} \cdot \frac{h_1 h_2}{r \lambda} \cdot e^{-0,0015 \frac{r}{\lambda}}.$$

Darin bezeichnet A eine Konstante, J_{eff} den effektiven Strom im Sender, h_1, h_2 die Höhen der Sender- bzw. Empfängerantennen (alle Längen in km ausgedrückt).

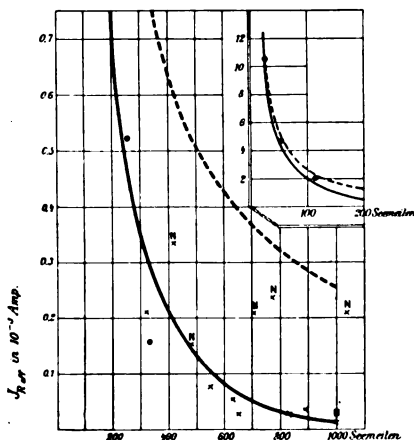


Fig. 324.

c. Für die Ausbreitung über festen Boden haben schon die Messungen von Duddell und Taylor²²⁸⁾ ergeben, daß in größerem Abstand vom Sender die Amplitude rascher als $\propto 1/r$ abnimmt.

L. W. Austin²⁴⁵⁾ fand bei Versuchen über 45 Meilen festen Bodens, daß die Absorption für $\lambda = 3750$ m kaum größer war als über Seewasser, daß sie dagegen für $\lambda = 1000$ m einen außerordentlich viel höheren Wert hatte.

Daß die Abnahme der Amplitude sehr abhängt von der Beschaffenheit des Bodens, sei es, daß es sich um verschiedene petrographische Beschaffenheit, sei es, daß es sich um verschiedene Feuchtigkeit handelt, daß insbesondere im allgemeinen ungünstig wirkt große Trockenheit, günstig große Feuchtigkeit, scheint aus einer großen Anzahl von Beobachtungen hervorzugehen.

*) Die Kreuze mit einem Kreis sind mit Galvanometer und Detektor, die einfachen Kreuze mit Telefon und Detektor [51] aufgenommen. Kreuze mit einem N darüber bedeuten Nachtbeobachtungen.

**) Dabei wurden variiert h_1 bzw. h_2 zwischen 12 und 43 m, J_{eff} zwischen 7 und 30 Ampère, λ zwischen 300 und 3750 m, r zwischen 30 und 1000 Seemeilen.

147. Einfluß der Erdung des Senders auf die Fortpflanzung der Wellen.

Bei der Bedeutung der Erde für die drahtlose Telegraphie hat man vor allem zwei Fragen streng auseinander zu halten:

1. Welchen Einfluß hat die Erdung der Antenne auf die Schwingungen (Frequenz, Stromverteilung und Stromamplitude, Dämpfung)?
2. Welche Bedeutung hat die Erde für die Fortleitung der Wellen?

Die erste Frage ist in 94 ff., die zweite in 138 ff. besprochen worden. Außer diesen kann aber noch eine dritte Frage aufgeworfen werden: Ist es für die Ausbreitung der Wellen von Einfluß, ob und in welcher Weise die Antenne des Senders mit der Erde verbunden ist?

Bei Seewasser ist ein derartiger Einfluß von vorn herein absolut unwahrscheinlich, nicht aber bei trockenem Boden. Es wäre wenigstens denkbar, daß es auch für die *Ausbreitung* der Wellen, nicht nur für den Erdwiderstand von Einfluß ist, ob die Erdleitung bis zum Grundwasser geht oder nicht.

Will man diese Frage durch Versuche *) entscheiden, so ist es unbedingt notwendig, dafür zu sorgen, daß irgend ein Unterschied in der Erdung die Schwingungen auf der Antenne nicht ändert, d. h., daß Frequenz, Dämpfung, Stromamplitude und Stromverteilung dieselbe bleibt. Versuche, bei denen das nicht geschehen ist, können zur Entscheidung der Frage nichts beitragen. Einwurfsfreie Versuche, bei denen sich irgend ein derartiger Einfluß ergeben hätte, liegen wohl nicht vor.

148. Der Sicherheitskoeffizient.

Es geht aus 142 und 144 ff. hervor, daß die Wirkung eines gegebenen Senders auf einen bestimmten Empfänger durch verschiedene Umstände, wie Witterung, beeinflußt wird. Will man sich also nach Möglichkeit dagegen sichern, daß der Verkehr zwischen zwei Stationen bei einem Zusammentreffen ungünstiger Umstände einfach aufhört zu funktionieren, so ist es unbedingt notwendig, mit einem erheblichen „*Sicherheitskoeffizienten*“ zu arbeiten. Man muß die „*Reichweite*“ des Senders, d. h. die Entfernung, bis zu welcher der Empfänger eben noch entfernt sein darf, ohne daß die Zeichen aufhören, erheblich größer machen als die Entfernung der beiden Stationen, welche dauernd miteinander verkehren sollen.

Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie gab früher als den von ihr verwendeten Sicherheitskoeffizienten ungefähr 3 an ²⁴⁾, d. h. die Reichweite ihrer technischen Stationen soll dreimal so groß sein als die Entfernung, auf welche die Stationen dauernd gebraucht werden.

*) Angaben über solche Versuche sind in der Literatur zahlreich vorhanden.

Kapitel XI.

Die Detektoren²⁴⁷⁾.

Der unmittelbare Nachweis der elektromagnetischen Wellen, die von einer Station ausgesandt werden, ist nicht möglich. Man ist stets darauf angewiesen, durch diese Wellen in den Drähten des Empfängers Schwingungen erzeugen zu lassen und diese durch geeignete Apparate nachzuweisen. Daß man diese Apparate als „Wellenanzeiger, Wellenindikatoren, Detektoren“ bezeichnet, ist danach verständlich, obwohl sie tatsächlich nur dazu dienen, die Schwingungen in den Drähten, in welche sie eingeschaltet sind, anzuzeigen.

§ 1. Thermische Detektoren.

149. Bolometer und Thermogalvanometer.

Die Ströme, die durch die Wellen der drahtlosen Telegraphie in den Drähten der Empfänger erzeugt werden, besitzen bei einigermaßen bedeutender Entfernung zwischen Sender und Empfänger eine sehr geringe Amplitude. Will man also die Wärmeentwicklung dieser Ströme zu ihrem Nachweis benützen, so kommen von den früher beschriebenen Apparaten [45 ff.] höchstens die sehr empfindlichen in Betracht, nämlich Bolometer, Thermoelement, Thermogalvanometer, und auch diese nur für mäßige Entfernung.

Bei Messungen im Dienste der drahtlosen Telegraphie ist das Bolometer vielfach von C. Tissot²⁴⁸⁾ und anderen benützt worden. Die Form des Bolometers war dabei im Prinzip diejenige von Fig. 59, der Bolometerdraht sehr dünn und in eine evakuierte Röhre eingeschlossen. Gelegentlich wurde an Stelle der Brückenordnung die Kompensationschaltung von Béla Gáti verwendet.

Der von R. Fessenden und nach ihm von anderen unter dem Namen „solid barretter“ verwendete Wellenzeiger besteht im wesentlichen aus einem sehr dünnen Platindraht (sog. Wollastondraht) (P Fig. 225) von 0,002 mm Durchmesser

und 0,4 mm Länge in einem evakuierten Glasgefäß (G Fig. 325). Zur Vermeidung der Wärmeabgabe durch Strahlung ist der Draht außerdem noch von einem versilberten Glasgefäß S umgeben. Fessenden benutzte diesen Wellenanzeiger jedenfalls zum Teil nicht in der Brückenordnung, sondern mit einem Telephon in den Stromkreis eines Elementes direkt eingeschaltet. Das Telephon reagierte unmittelbar auf die durch die Widerstandsänderung des Drahts hervorgerufenen Stromschwankungen.

Als sehr geeignet für Messungen auf mäßige Entfernungen hat sich das **Thermogalvanometer** gezeigt, das unter anderen bei den Versuchen von W. Duddell und J. E. Taylor²²⁸⁾ und auch bei denjenigen von Marconi²⁴⁹⁾ über gerichtete Telegraphie Verwendung gefunden hat.

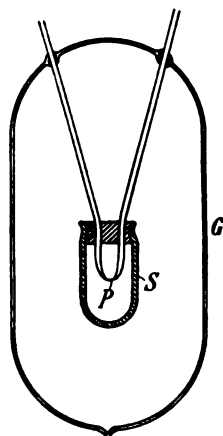


Fig. 325.

150. Thermoelemente. Thermodetektoren.

Man kann diejenigen Wellenanzeiger, deren Wirkung auf thermoelektrischen Kräften beruht, in drei Klassen einteilen.

a. Thermoelemente aus Drähten [48].

So vorzüglich sie für Laboratoriumsmessungen sind, so sind sie doch als Wellenanzeiger im allgemeinen zu wenig empfindlich, auch dann, wenn man mit allen Mitteln die Wärmeverluste herabdrückt und möglichst kurze und dünne Drähte verwendet.

b. Thermodetektoren mit punktförmigem Kontakt²⁵⁰⁾.

Die Bedingung für möglichst große Empfindlichkeit eines Thermoelements (Thermodetektors) ist augenscheinlich die, daß eine möglichst große Temperaturerhöhung an der Kontaktstelle stattfindet. Man muß also dafür sorgen, daß diejenigen Teile des Thermoelements, in denen die Wärmeentwicklung stattfindet, abgesehen von möglichst kleiner spezifischer Wärme eine möglichst kleine Masse und Oberfläche haben. Bei den Thermoelementen aus Drähten wird dies erreicht durch Verwendung möglichst dünner Drähte (und falls sie verlötet sind, möglichst geringer Mengen Lots). In anderer Weise wird aber dieser Bedingung genügt dadurch, daß man einen der beiden Körper, die das Thermoelement bilden, mit einer Spitze oder Kante den anderen berühren läßt.

Als solche Thermodetektoren sind die verschiedensten Kombinationen versucht worden: Tellur-Aluminium (L. W. Austin, Nat. El. Sign. Co.), Tellur-Bleiglanz (C. Lorenz), Silizium-Kupfer (G. H.

Pickard), Stanniol-Bleiglanz (Ges. f. drahtl. Telegraphie) und von den verschiedensten Seiten Graphit-Bleiglanz *).

Die Anordnung ist in den meisten Fällen derart, daß das eine Kontaktstück durch eine Feder gegen das andere gedrückt und die Größe des Drucks durch eine Feinverstellung geändert wird.

Bei einigen Ausführungsformen hat das eine Metall die Form einer Scheibe, die dauernd in Rotation gehalten wird, das andere schleift mit leichtem Druck darauf (L. W. Austin).

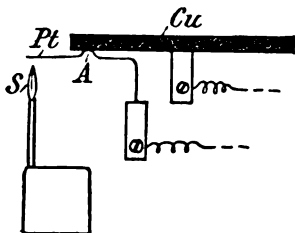


Fig. 326.

c. Thermodetektoren mit Heizvorrichtung **). Ein Beispiel dafür ist der Thermodetektor von W. Schlömilch (Ges. f. drahtl. Telegraphie).

Bei ihm ist der eine Teil ein Platindraht mit einer kleinen Ausbuchtung (A Fig. 326), die gegen eine Scheibe von oxydiertem Kupfer leicht ange-drückt ist. Der Platindraht wird durch ein Spiritusflämmchen erwärmt: es ist also immer eine thermoelektrische Kraft vorhanden; sie wird durch die Schwingungen nicht erst erzeugt, sondern nur geändert. In der Praxis wird dieser Detektor jetzt wohl nicht mehr benützt.

151. Bedeutung der thermischen Detektoren.

Hervorragend geeignet sind die meisten der genannten thermischen Wellenanzeiger, um gewisse Fragen der drahtlosen Telegraphie durch quantitative Messungen zu entscheiden. In manchen Fällen genügt es hier, wenn Sender und Empfänger einige Kilometer von einander entfernt sind. Aber selbst, wenn dieser Abstand mehrere hundert Kilometer beträgt, reicht die Empfindlichkeit mancher Thermodetektoren aus, und sie besitzen gegenüber den anderen Wellenanzeigern den großen Vorteil, daß man bei ihnen genau weiß, was man mißt: ihr Ausschlag ist ausschließlich durch den Stromeffekt bedingt, wenn auch nicht notwendig demselben proportional.

In dieser Eigenschaft der thermischen Wellenanzeiger kann aber auch eine Gefahr liegen. Es ist bedenklich, Resultate, die mit thermischen Wellenanzeigern erhalten wurden, ohne weiteres auf Anordnungen, bei denen andere Wellenanzeiger zur Verwendung kommen, zu übertragen, wenn man sich nicht überzeugt hat, daß diese Wellenanzeiger ebenfalls auf den Stromeffekt reagieren.

*) Bei manchen dieser Detektoren ist es aber nicht sicher, ob ihre Wirkung wirklich auf thermoelektrischen Kräften beruht [160 c].

**) Über den Zweck dieser Heizvorrichtung vgl. 162 a.

§ 2. Magnetische Detektoren²⁵¹⁾.

152. Physikalische Grundlage.

In Stahldrähten oder hartgezogenen Eisendrähten möge durch eine von einem Strom durchflossene Spule oder durch einen Stahlmagneten ein magnetisches Feld M erzeugt werden. Läßt man dann auf die Drähte das Feld einer elektromagnetischen Schwingung, z. B. der Entladung eines Kondensatorkreises einwirken, so ist nach Ablauf derselben im allgemeinen die magnetische Induktion in den Drähten nicht mehr dieselbe wie vorher. Man kann also sagen: das Resultat*) der Einwirkung — gleichgültig, wie die Vorgänge im einzelnen sein mögen²⁵¹⁾ — ist eine sehr rasche Änderung der magnetischen Induktion in den Drähten.

Wiederholt man den Versuch mit denselben Drähten, so ist die Wirkung nur noch äußerst gering. Wenn eine zweite Entladung wieder eine erhebliche

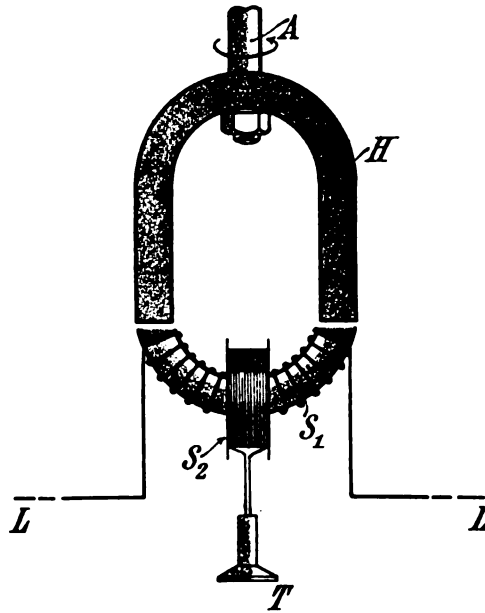


Fig. 327.

Änderung der magnetischen Induktion in den Drähten zur Folge haben soll, so ist es nötig, zwischen der ersten und zweiten Schwingung das magnetische Feld M zu verändern, z. B. den Strom, der das Feld M erzeugte, zu verstärken oder abzuschwächen oder, wenn das Feld von einem Stahlmagneten herrührte, die Drähte von demselben zu entfernen oder ihm zu nähern.

Soll also Eisen oder Stahl zum Nachweis elektromagnetischer Schwingungen benützt werden und auf eine beliebige Folge derselben reagieren, so ist unerläßliche Bedingung, entweder, daß das äußere Feld sich kontinuierlich ändert²⁵²⁾, oder daß immer neue Eisenteile an die Stellen, an welchen sie der Wirkung elektromagnetischer Schwingungen ausgesetzt sind, gelangen.

153. Marconis magnetischer Detektor.

Marconi hat, wohl im Anschluß an Versuche von Rutherford, zwei verschiedene Formen verwendet.

a. Die erste ist in Fig. 327 ganz schematisch abgebildet. Ein Bündel von hartgezogenen Eisendrähten befindet sich im Inneren der Wicklung S_1 , durch welche die Schwingungen des Empfängers hindurchgehen. Das veränderliche magnetische Feld M erhält man durch Drehung des an der Achse A befindlichen Hufeisenmagneten H . Nachgewiesen werden die Schwingungen dadurch, daß die von ihnen hervorgerufene rasche Änderung der magnetischen Induktion in den Eisendrähten eine EMK in der Spule S_2 induziert. Man hört infolge davon in einem angeschlossenen Telephon T jedesmal ein Knacken, sobald eine elektromagnetische Welle den Empfänger trifft.

b. In der Praxis scheint Marconi nur von der zweiten Anordnung Gebrauch zu machen, die schematisch in Fig. 328 dargestellt

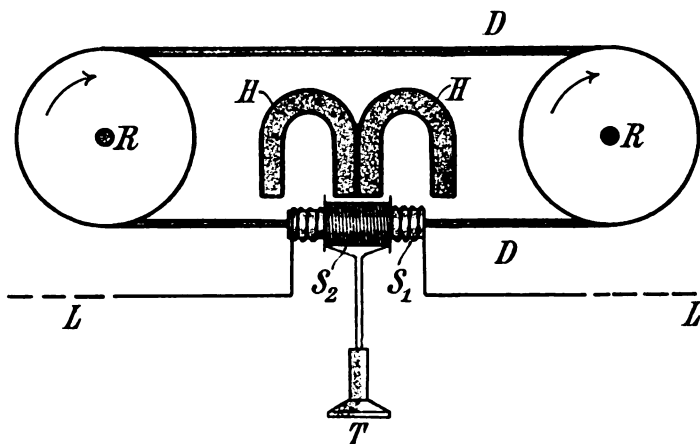


Fig. 328.

ist. Die Eisendrähte bilden ein endloses Seil D , das über zwei Schnurscheiben R läuft und durch ein Laufwerk in Bewegung erhalten wird. Das magnetische Feld M in den Eisendrähten wird durch zwei Hufeisenmagnete H , an dessen Polen sie sich vorbeibewegen, hervorgerufen.

Der Wirkung der Schwingung werden sie ausgesetzt, wenn sie in das Innere der Spule S_1 gelangen, die in den Empfänger L eingeschaltet ist. Der Nachweis der Schwingungen geschieht auch hier mit dem Telephon, welches an die Spule S_2 angeschlossen wird.

Es ist Marconi gelungen, mit diesem Detektor die Betätigung eines Relais und damit die automatische Niederschrift der Telegramme [167 c] zu erreichen⁵³, doch scheint er jetzt die Verwendung eines Saitengalvanometers [167 b] zum Niederschreiben der Telegramme vorzuziehen.

154. Andere Formen von magnetischen Detektoren.

Bei einer anderen Klasse von magnetischen Wellenanzeigern befindet sich der Eisenkörper, auf den die Schwingungen einwirken sollen, entweder in einem magnetischen Drehfeld oder er wird selbst in einem konstanten Magnetfeld gedreht. Dahin gehören die Anordnungen²⁵⁴⁾ von R. Arnò, J. A. Ewing und L. H. Walter, A. S. Rossi, R. A. Fessenden, eine andere von L. H. Walter und eine von W. Peuckert.

In der Praxis sind diese Anordnungen meines Wissens bis jetzt nicht verwendet worden. Sie sind wohl auch weniger dafür als für Messungen bestimmt. Für diese besitzen manche von ihnen den prinzipiellen Vorteil, daß bei ihnen die Wirkung nicht durch den Ablauf einer einzigen Schwingung bestimmt ist (wie bei den M a r c o n i schen magnetischen Wellenanzeigern), sondern daß die Wirkungen aufeinander folgender Wellenzüge, etwa wie bei den thermischen Wellenanzeigern, sich bis zu einem gewissen Grade summieren.

§ 3. Unvollkommene Kontakte.

155. Kohärer mit Metallkörnern²⁵⁵⁾.

In seiner ursprünglichen Gestalt besteht der Kohärer (deutsch auch „Fritter, Frittröhre“ genannt) aus einer nicht leitenden Röhre (z. B. Glasrohr) mit zwei Metallelektroden E_1 und E_2 (Fig. 329), zwischen

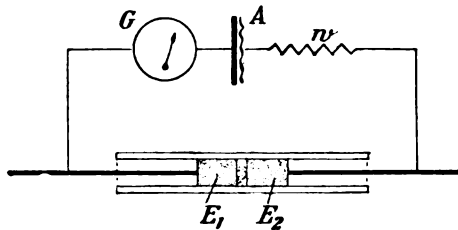


Fig. 329.

denen sich kleine Stücke (Körner, Feilspäne) irgend eines Metalls befinden. Ein solcher Kohärer besitzt in normalem Zustand einen fast unendlich hohen Widerstand. Schickt man aber genügend kräftige Schwingungen durch ihn hindurch, so wird sein Widerstand sehr vermindert; er geht auf einige tausend, bei manchen Kohärern auf einige hundert Ohm und darunter herab. Diesen geringen Widerstand behält der Kohärer auch nach dem Aufhören der Schwingungen bei. Um ihn

wieder in den nicht leitenden Zustand zurückzusetzen, ihn zu „entfritten“, muß man den Kohärer etwas erschüttern, z. B. mit irgend einem Instrument gegen ihn klopfen.

Seit Branly darauf hingewiesen hat, daß diese einfache Anordnung einen Wellenanzeiger bilde, dessen Empfindlichkeit von ganz

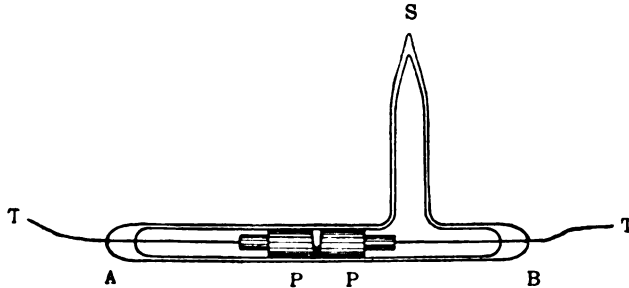


Fig. 330 *).

anderer Größenordnung sei als die damals bekannten, haben sich die Verbesserungen am Kohärer in den folgenden Richtungen bewegt.

a. An der Form des Kohäters ist nicht viel geändert worden. Marconi hat die Elektrodenflächen abgeschrägt (Fig. 330), so daß der Raum zwischen denselben keilförmig wird. Befindet sich der engere Teil unten und wird beim Entfritten von unten geklopft, so wird dadurch jedenfalls bis zu einem gewissen Grade verhindert, daß die Körner sich klemmen und ein Entfritten erschweren.

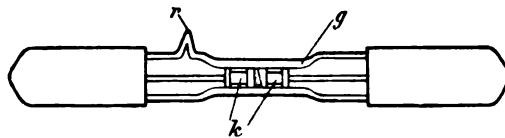


Fig. 331.

82)

b. Über das Material läßt sich kaum etwas Allgemeines sagen. Marconi verwandte jedenfalls früher nach seinen Angaben Elektroden aus Silber, die leicht amalgamiert wurden, als Füllung ein Gemisch von 96 % Nickel- und 4 % Silberfreilicht. Ähnliche Kohärer hat die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie lange Zeit benützt (Fig. 331). Später hat Schlömilch bei der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie einen besonders empfindlichen Kohärer aus Gold und Aluminium konstruiert: von den Elektroden ist die eine aus Aluminium, die

*) Aus J. A. Fleming¹⁾.

andere aus Gold, die Füllung ist Goldpulver. A. K o e p s e l ist zu einem sehr zuverlässigen Kohärer gelangt durch Verwendung von Elektroden aus hochglanzpolierten, sehr harten Stahlplatten und Körnern aus einem glasharten Stahl.

Bezüglich der Füllung kommt es durchaus nicht nur auf die chemische Beschaffenheit des Materials, sondern mindestens ebenso sehr auf die Form der Körner an. Für hohe Empfindlichkeit ist es bei den meisten Materialien günstig, wenn die Körner möglichst scharfe Spitzen oder Kanten haben. Die Gefahr, daß sich solche Körner klemmen und ein sicheres Entfritten verhindern, wird vermindert, wenn man sorgfältig alle Körner ausschließt, die längliche Gestalt besitzen.

c. Vielfach werden die Kohärer nach dem Vorgang M a r c o n i s e v a k u i e r t. Dadurch wird jedenfalls garantiert, daß das Innere des Kohäriers vollkommen trocken ist, eine besonders wichtige Bedingung für ein sicheres Funktionieren desselben.

d. Manche Kohärer sind für R e g u l i e r u n g d e r E m p f i n d l i c h k e i t eingerichtet. Bei den Kohätern mit stark keilförmigem



Fig. 332.

Spalt, wie sie z. B. die G e s. f. d r a h t l. T e l. benützte, ist dies einfach dadurch möglich, daß man den Kohärer dreht: die Empfindlichkeit ist am größten, wenn der enge Teil des keilförmigen Raumes sich unten befindet. Bei anderen Kohätern, z. B. denjenigen von A. K o e p s e l, ist der Abstand der Elektroden regulierbar, ebenso bei denjenigen von H. B o a s (Fig. 332) *), welche letztere gleichzeitig evakuiert sind. Die Verstellbarkeit der Elektroden trotz luftdichten Abschlusses wird dadurch ermöglicht, daß den Kohärer auf der einen Seite eine biegsame Metallmembran **) abschließt, gegen die von innen die eine Elektrode durch eine Feder fest angedrückt wird. Übt man von außen mit einer Mikrometerschraube einen Druck gegen diese Metallmembran aus, so kann dadurch die eine Elektrode innerhalb gewisser Grenzen verschoben werden.

*) Aus einer Broschüre von H. B o a s.

**) Die Metallmembran ist an eine Metallröhre angelötet, die ihrerseits auf das vorher platinierter Glasrohr aufgelötet ist.

156. Quecksilberkohärer.

a. Bei Versuchen der italienischen Marine wurden ein Kohärer*) ausprobiert, der schematisch in Fig. 333 abgebildet ist. In eine Glasröhre sind zwei Elektroden aus Eisen oder eine aus Eisen und eine aus Kohle eingeführt. Zwischen ihnen befindet sich ein Tropfen Quecksilber.

Dieser Kohärer, der auch von M a r c o n i eine Zeitlang bei seinen Versuchen auf sehr große Entfernungen benützt wurde, scheint die Kohärer mit festen Metallkörnern an Empfindlichkeit zu übertreffen. Im Gegensatz zu jenen nimmt er nach dem Aufhören der Schwingungen, die wie bei den Kohätern mit festen Metallkörnern seinen Widerstand vermindern, den ursprünglichen sehr hohen Widerstand v o n s e l b s t



Fig. 333.

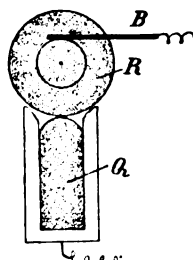


Fig. 334.

wieder an**). Gegenwärtig ist dieser Kohärer wohl nicht mehr in praktischem Gebrauch.

b. Einen Quecksilberkohärer anderer Art haben einerseits A. K o e p s e l, andererseits O. L o d g e und A. M u i r h e a d wohl unabhängig voneinander vorgeschlagen²⁵⁶⁾. Die Ausführungsform von L o d g e und M u i r h e a d ist in Fig. 334 schematisch dargestellt. Ein kleines Stahlrad R, dem durch die Schleiffeder B Strom zugeführt werden kann, wird durch ein Uhrwerk oder einen Motor in Umdrehung erhalten. Es taucht ganz wenig in Quecksilber Q, das mit einer Schicht Mineralöl bedeckt ist. Unter normalen Umständen besteht zwischen Stahlrad und Quecksilber kein leitender Kontakt; er stellt sich her, sobald Schwingungen durch den Kohärer hindurchgeleitet werden, und verschwindet von selbst wieder, sobald die Schwingungen aufhören.

Die Kohärer von L o d g e und M u i r h e a d scheinen sich in der Praxis gut bewährt zu haben.

*) Wie es scheint, hervorgegangen aus der Idee eines italienischen Signalmaaten, C a s t e l l i.

**) Man nennt solche Wellenanzeiger häufig „selbstentfritzend“.

Nach Untersuchungen von W. H. Eccles scheint die Wirkung dieses und des in a. besprochenen Detektors auf dem negativen Temperaturkoeffizienten der Eisenoxyschicht, die sich auf der Eisen- bzw. Stahlelektrode bildet, zu beruhen: wird sie an der Kontaktstelle durch die Schwingungen erhitzt, so nimmt ihr Widerstand stark ab und der Strom des Elements, in dessen Stromkreis der Detektor eingeschaltet ist (vgl. Fig. 329), nimmt einen viel höheren Wert an als vorher.

c. Zu einem sehr brauchbaren ebenfalls selbstentfrittenden Quecksilberkohärer ist L. H. Walter²⁶⁷⁾ gelangt, indem er den empfindlichen Kontakt aus einer Tantalspitze (T Fig. 335) und Quecksilber (St Fig. 335) herstellte. Der Detektor ist in Fig. 335 abgebildet: er soll bei sehr schwachen Schwingungen nicht so empfindlich sein wie z. B. der elektrolytische, aber bei stärkeren Schwingungen im Telefon größere Lautstärke geben.

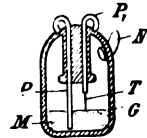


Fig. 335.

157. Kohle- oder Graphitkohärer. (Mikrophonkontakt.)

Bei einer weiteren Klasse von Kohätern kommt Kohle oder Graphit zur Verwendung. Zwei lose aufeinander liegende Bogenlampenkohlen oder eine Bogenlampenkohle bzw. ein Graphitstift und ein Draht sind die einfachsten, wenn auch nicht praktisch brauchbaren Formen eines solchen Kohäters; sie genügen ebenso wie jedes Mikrophon, das H u g h e s schon im Jahre 1879 zum Nachweis elektromagnetischer Schwingungen benützt hat, um die Erscheinung zu demonstrieren. Auch diese Kohärer ändern, wenn Schwingungen durch sie hindurchgeleitet werden, ihren Widerstand wie Kohärer mit Metallkörnern. Aber im Gegensatz zu diesen haben sie wie die Quecksilberkohärer die Eigenschaft, daß sie selbstentfrittend sind.

In der Form, die A. K o e p s e l diesem Kohärer gegeben hat, und bei welcher der unvollkommene Kontakt aus einer hochglanzpolierten, sehr harten Stahlplatte und einem harten Graphitstift besteht, wurde dieser Kohärer längere Zeit in der Praxis gebraucht. Seine Empfindlichkeit ist eine ausgezeichnete, während seine Zuverlässigkeit für die Praxis nicht genügt.

§ 4. Elektrolytische und andere Detektoren.

158. Antikohärer.

Man bezeichnet mit dem Namen „Antikohärer“ häufig solche Detektoren, bei denen die Wirkung elektromagnetischer Schwingung nicht wie beim Kohärer eine Widerstands a b n a h m e, sondern eine Z u n a h m e

hervorruft; dieselbe geht nach dem Aufhören der Schwingungen von selbst wieder zurück.

a. Der „Responder“ von de Forest.

In einer Röhre aus nicht leitendem Material befinden sich wie beim gewöhnlichen Kohärer zwei metallische Elektroden, die halbkugelförmig ausgehöhlt sein können (Fig. 336). Der Zwischenraum zwischen ihnen ist ausgefüllt mit einer Paste, die z. B. bei einer Anordnung aus wasserhaltigem Glyzerin, Metallfeile und pulverisierter Bleiglätte besteht.

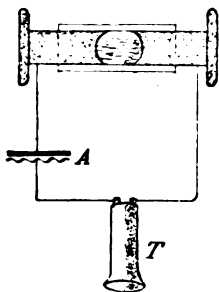


Fig. 336.

De Forest erklärt die Wirkung folgendermaßen. Wird dieser Detektor an ein Element angeschlossen, so geht ein kleiner Strom durch denselben hindurch. Die Folge der dadurch hervorgerufenen Elektrolyse ist die Bildung sehr feiner metallischer Brücken zwischen den Metallfeilspänen. Durch die Einwirkung der Schwingungen werden diese Brücken zerstört. Sobald die Schwingungen aufhören, bilden sich durch den Strom des Elements die

Brücken wieder und der Wellenanzeiger nimmt dadurch wieder seinen normalen geringen Widerstand an.

b. Der Detektor von J. E. Ives²⁵⁸ enthält zwei sich kreuzende Silberdrähte, die sich im Kreuzungspunkte nahezu berühren, in einer Lösung von Bromkalium oder Jodkalium oder einer Mischung von beiden. Hier ist die Bildung von Brücken zwischen den beiden Drähten unter dem Mikroskop beobachtet worden.

159. Der elektrolytische Detektor von Ferrié, Fessenden, Nernst, Schlömilch.

Den elektrolytischen Wellenanzeiger von der hier zu beschreibenden Art haben wohl unabhängig voneinander Ferrié, R. Fessenden, Nernst und W. Schlömilch angegeben, nachdem schon viel früher M. J. Pupin (Americ. Pat. 713045 1898) eine ähnliche Zelle zur Gleichrichtung technischer Wechselströme verwendet hatte. Die Form, in welcher er unter dem Namen „Schlömilchsche Zelle“ bei der Ges. f. drahtl. Tel. verwendet wurde, ist folgende (Fig. 337).

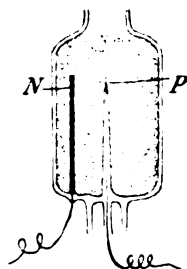


Fig. 337.

In ein Gefäß mit verdünnter Schwefelsäure tauchen zwei Elektroden aus Platindrähten, von denen der eine sehr dünn und mit einer Glasröhre umkleidet ist, aus welcher er nur ein ganz kurzes Stück herausragt. Dieser dünne Draht ist mit dem positiven, der dickere mit dem negativen Pol eines Elements verbunden, dessen

EMK nur sehr wenig größer ist als die EMK, welche durch die Polarisation der Zelle Platin — verdünnte Schwefelsäure — Platin entsteht. Infolge davon geht ein sehr geringer Strom durch die Zelle hindurch und man erhält z. B. an einem in den Stromkreis eingeschalteten Galvanometer einen sehr geringen Ausschlag. Sobald man aber Schwingungen auf die Zelle wirken läßt, bekommt man eine bedeutende Stromverstärkung; ein in den Stromkreis eingeschaltetes Galvanometer zeigt einen starken Ausschlag, in einem eingeschalteten Telephon hört man ein Knacken. Wenn die Schwingungen aufhören, geht der Strom von selbst wieder auf seinen normalen geringen Wert zurück. — Eine Außenansicht der Zelle gibt Fig. 338*).

Bei dem elektrolytischen Detektor, „*liquid barretter*“, von F e s s e n d e n²⁵⁰) (bzw. der Nat. El. Sign. Co.) Fig. 339 taucht die Spitze eines feinen Wollastondrahts (Platindraht mit Silbermantel) eben in die Ober-

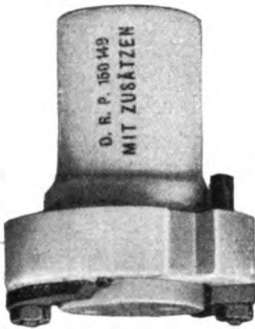


Fig. 338.



Fig. 339.

fläche der Flüssigkeit (bei diesem Detektor Salpetersäure)**) ein; der Wollastondraht wird auch hier mit dem positiven Pol verbunden. Eine sehr empfindliche Feinverstellung gestattet, die günstigste Eintauchtiefe einzustellen oder, wenn die Drahtspitze einmal durch eine zu starke Schwingung beschädigt wurde, sie sofort wieder nachzustellen.

a. Charakteristische Eigenschaften der Zelle sind:

*) Aus einer Broschüre der Gesellschaft f. drahtl. Telegraphie. Bei dieser Form ist die positive Elektrode auswechselbar. — Eine neuere Ausführungsform des elektrolytischen Detektors der Ges. f. drahtl. Tel. besitzt 3 feine Drahtelektroden, die abwechselungsweise benützt werden können²⁵⁰).

**) Nach J. E. I v e s²⁵¹) gibt eine Lösung von Ätzkali (1 Vol. gesättigte Lösung mit 2 Vol. Wasser) einen Detektor von größerem Widerstand, aber auch größerer Änderung des Widerstands durch die Schwingungen. Er verwandte einen Wollastondraht von 0,001 mm Platindurchmesser und ca. 0,1 mm Eintauchtiefe.

1. Die Empfindlichkeit ist um so größer, je kleiner die Fläche der positiven Elektrode ist. Die für die drahtlose Telegraphie hergestellten Zellen haben deshalb eine extrem kleine Elektrode. Sie besteht bei der Schlömilch'schen Zelle aus einem in Glas eingeschmolzenen Platindraht von ca. 0,03 mm Durchmesser, der nur ganz wenig aus dem Glasrohr herausragt, bei dem „*liquid barretter*“ von Fessenden aus einem noch erheblich feineren Wollastondraht.

2. Der Widerstand, den die Zelle in normalem, unerregtem Zustand besitzt, beträgt nur einige tausend Ohm, ist also von derselben Größenordnung wie beim Kohärer im erregten Zustand.

3. Der Ausschlag, den ein mit der Zelle in den Stromkreis eingeschaltetes Galvanometer zeigt, oder die Stärke des Knackens in einem eingeschalteten Telephon ist unter sonst gleichen Umständen*) um so stärker, je größer die Amplitude der Schwingungen ist²⁶¹⁾.

Nach den Untersuchungen von G. W. Pierce¹⁾ (allerdings mit Wechselstrom niederer Frequenz) besitzt der elektrolytische Detektor eine durch die Polarisierung hervorgerufene ausgesprochene Ventilwirkung [162 a].

b. R. Fessenden²⁶²⁾ hat gefunden, daß bei seinem „*liquid barretter*“ die Wiedergabe der Zeichen im Telephon lauter und schärfer wird, wenn man denselben unter einen Druck von 3 bis 4 Atmosphären setzt.

c. Bei der gewöhnlichen Anordnung wird der elektrolytische Detektor mit einem Element und einem Telephon in Serie geschaltet. Es ist von den verschiedensten Seiten vorgeschlagen worden, das Element dadurch entbehrlich zu machen, daß man die nicht empfindliche Elektrode des Detektors aus einem Metall wählt, das mit der empfindlichen Elektrode zusammen ein galvanisches Element von geeigneter EMK bildet.

160. Kristalldetektoren.

Es gibt eine Reihe von kristallinen Stoffen, die an die Stelle des Kohäriers in die Anordnung von Fig. 329 eingeschaltet, eine Änderung des Ausschlags im Galvanometer bzw. ein Knacken in einem statt des Galvanometers eingeschalteten Telephon ergeben, sobald man Schwingungen durch den Kreis hindurchschickt. Alle diese Stoffe lassen sich deshalb als Wellenanzeiger verwenden.

*) D. h. hauptsächlich bei konstantem Dekrement. Von diesem hängt der Ausschlag auch ab, nicht nur von der Amplitude.

a. Den Ausgangspunkt für die Benützung solcher Stoffe als Wellen-anzeiger bildeten wohl die Versuche von F. Braun (1901)²⁶³ mit Psilomelan (einem manganhaltigen, im übrigen kompliziert und sehr ungleichmäßig zusammengesetzten Mineral), auch Bleiglanz (PbS), Schwefelkies (FeS₂), Pyrolusit (MnO₂). Der Psilomelandetektor wurde auf Veranlassung von F. Braun von der Ges. f. drahtl. Tel. ausgearbeitet; seine Empfindlichkeit ließ sich ungefähr bis zu derjenigen der Schlömilch'schen Zelle steigern.

In neuerer Zeit sind empfohlen und vielfach auch in der Praxis benützt worden²⁶³: Karborund (SiC) (Dunwoody), Anatas (TiO₂), Molybdänglanz (MoS₂) (G. W. Pierce), Kupferkies (CuFeS₂), Kupferglanz (Cu₂S), Buntkupfererz (Cu₃FeS₃), Brookit (TiO₂), Braunstein (MnO₂), Eisenpyrit (FeS₂).

Alle diese Stoffe werden wohl so gebraucht, daß ein kleines Stück davon zwischen zwei mehr oder weniger beliebigen Metallelektroden mit leichtem Druck eingepreßt und in Serie mit einem Element und Telephon in den Kreis, in dem Schwingungen nachgewiesen werden sollen, eingeschaltet werden. Auch die Verwendung einer Platte des Detektor-Minerals in Verbindung mit einem Metallpulver (z. B. Molybdänglanz-Silberpulver) ist vorgeschlagen worden.

Zu derselben Klasse gehört wohl auch der Detektor von S. G. Brown, bei dem zwischen einer Elektrode von Blei und einer von Platin sich Bleisuperoxyd befindet; das Blei ist mit dem negativen, das Platin mit dem positiven Pole des Elements verbunden.

b. Bei einer zweiten Klasse von Detektoren werden entweder eine Kombination von zwei Mineralien oder diejenige eines Minerals mit einem ganz bestimmten Metall verwendet. Eine solche Kombination stellt z. B. der „Perikon“-detektor von G. J. Pickard²⁶³, Rotzinkerz (ZnO)-Kupferkies (CuFeS₂), dar.

c. Bezüglich der Wirkung dieser Detektoren²⁶⁴ liegt der Verdacht vor, daß es sich um thermoelektrische Kräfte handelt. Bei einer Reihe — der Kombination Metall-Kupferkies (CuFeS₂), Metall-Kupferglanz (Cu₂S), Metall-Braunstein (MnO₂), Metall-Tellur — ist dies auch von C. Tissot sehr wahrscheinlich gemacht worden. Er hat nachgewiesen,

1. daß diese nur empfindlich sind, wenn der Kontakt an einer Spitze erfolgt;

2. daß sie ohne vorgeschaltetes Element („Hilfselement“) wirken, daß bei Einschaltung eines Elements die Empfindlichkeit nicht abhängt von der Größe und Richtung der EMK dieses Elements;

3. daß die Richtung des Gleichstroms, den man unter dem Einfluß der Schwingungen bekommt, immer übereinstimmt mit der Richtung der Thermo-EMK.

Bei einer anderen Gruppe dagegen — Karborund (SiC), Anatas (TiO_2), Molybdänglanz (MoS_2), dem „Perikon“-detektor [Rotzinkerz (ZnO) — Kupferkies (CuFeS_2)] — ergaben die Versuche von C. Tissot:

1. daß die Form des Kontakts ziemlich gleichgültig ist: auch verhältnismäßig große polierte Platten zwischen Metallelektroden können empfindliche Detektoren geben;

2. daß die Anwendung eines Elements in Serie mit dem Detektor bei richtiger Richtung und Größe der EMK die Empfindlichkeit steigert;

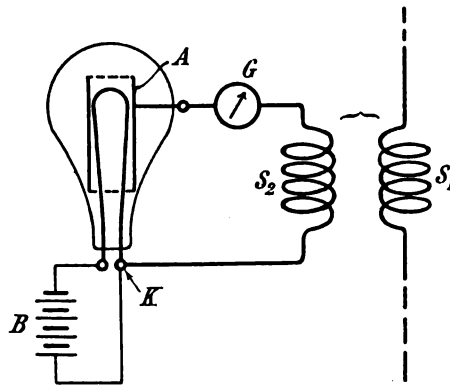


Fig. 340.

3. daß die Empfindlichkeit dieser Detektoren gar nichts zu tun hat mit der Größe der Thermo-EMK, die sie liefern.

Er schließt demnach, daß bei dieser letzteren Gruppe thermoelektrische Kräfte jedenfalls keine wesentliche Rolle spielen.

G. W. Pierce¹⁾ ist auf Grund von ausgedehnten Untersuchungen, z. T. oszillographischen Aufnahmen mit der Braunschen Röhre, bezüglich Karborund, Anatas, Brookit, Silicium zu dem Resultat gelangt, daß es sich bei ihnen nicht um thermoelektrische Kräfte handelt, daß sie vielmehr den Strom in den verschiedenen Richtungen verschieden gut leiten, also Gleichrichtwirkung [162] zeigen.

161. Glühlampendetektoren, Gasdetektoren.

a. J. A. Fleming²⁶⁵⁾ hat folgende Beobachtung gemacht. In eine Glühlampe ist eine Elektrode (A, Fig. 340), der man z. B. die Gestalt eines Zylinders gibt, eingeschmolzen. Der Faden der Glühlampe wird

durch die Batterie B*) zum Glühen gebracht. An die Elektrode A einerseits, den Glühfaden andererseits ist eine Leitung angeschlossen, welche ein Galvanometer G (oder Telephon) und eine Spule S_2 enthält. Auf die Spule S_2 induziert die Spule S_1 . Schickt man dann durch die Spule S_1 Schwingungen hindurch, so daß auch im Kreis A G S_2 K Schwingungen induziert werden, so zeigt das Galvanometer G einen Ausschlag, bzw. man hört im Telephon ein Knacken. Der Ausschlag des Galvanometers geht von selbst zurück, sobald die Schwingungen aufhören. Die Anordnung stellt also einen selbstentfrittenden Wellenanzeiger dar.

Mit diesem Wellenanzeiger hat vor einigen Jahren C. Tissot²⁶⁵⁾ Messungen auf ziemlich große Entfernungen gemacht, doch rügt er die geringe Konstanz der Ausschläge **). In derjenigen Form, welche die „oscillation-valve“, der „Ventil-detektor“ von Fleming in neuerer Zeit erhalten hat — Anode = Kohlezylinder, Kathode = Wolframdraht — scheint dieser Wellenanzeiger aber allen

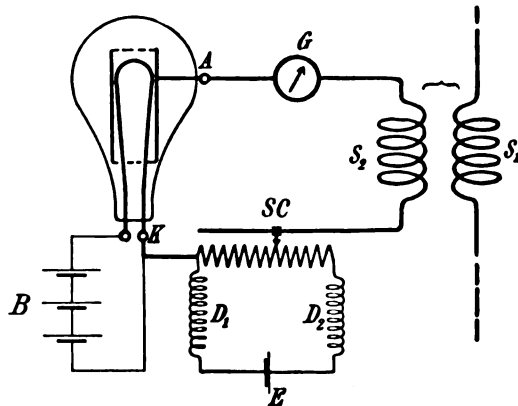


Fig. 341.

berechtigten Anforderungen an Empfindlichkeit und Zuverlässigkeit zu genügen. Ich schließe das aus der Tatsache, daß Marconi denselben — und zwar in Verbindung mit einem Saitengalvanometer — bei seinen transatlantischen Stationen verwendet.

An Stelle einer Glühlampe und in derselben Weise wie diese kann nach A. Wehnelt²⁶⁶⁾ die von ihm konstruierte Röhre verwendet werden. Diese Röhre besitzt als glühende Kathode einen mit einem Metalloxyd bedeckten Draht, als Anode einen damit coaxialen Hohlzylinder aus Aluminium.

b. Nach Beobachtungen von H. Brandes²⁶⁷⁾ ist es beim Gebrauch derartiger Röhren als Wellenanzeiger bei weitem günstiger, in

*) In die Zuleitung zur Batterie ist eine Drosselspule [165 b] einzuschalten.

**) C. Tissot²⁶⁵⁾ gibt eine Art eines Wellenanzeigers mit verdünnter Luft an (eine Art Zehnder'sche Röhre), die nach seiner Angabe weniger empfindlich, aber für Messungen sehr gut geeignet ist.

die Leitung, in welcher sich die Röhre befindet, Hilfselemente E einzuschalten, etwa in der Anordnung Fig. 341 *). Wählt man die Spannung an den Elektroden der Röhre durch Verschieben des Schleifkontakts SC so, daß man im günstigsten Teil der Charakteristik arbeitet [162 a], so wird die Anordnung bedeutend empfindlicher als ohne Element. In neuerer Zeit hat Fleming diese Schaltung auch für seinen Ventildetektor angenommen.

c. Diese Schaltung war schon vor längerer Zeit von de Forest angegeben worden für seinen von ihm „Audion“ genannten Detektor. Die frühere Konstruktion dieses Detektors ist im wesentlichen dieselbe wie diejenige des Flemingschen. Aber de Forest hatte ihn im

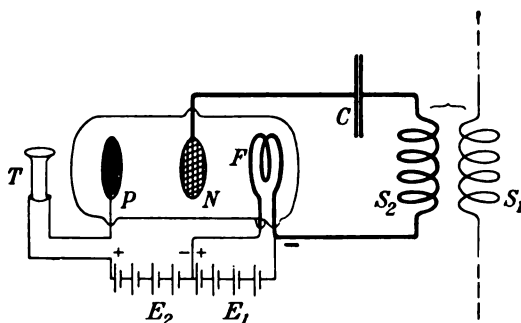


Fig. 342.

Gegensatz zu Fleming von Anfang an mit einer Hilfsbatterie (E , Fig. 341) benützt.

Eine andere Konstruktion des „Audion“ von de Forest²⁶⁸), die einen hervorragend guten Detektor darzustellen scheint, ist in der schematischen Fig. 342 abgebildet. Darin bedeutet F den Metallfaden, der durch den Strom der Batterie E_1 zum Glühen gebracht wird, N ist ein Drahtnetz, P eine plattenförmige Elektrode. Alle 3 Elektroden sind in ein evakuiertes Glasgefäß eingeschlossen.

§ 5. Allgemeines über Detektoren.

162. Die Wirkungsweise verschiedener Detektoren.

a. Die Wirkungsweise sehr vieler Wellenanzeiger läßt sich nach H. Brandes²⁶⁷) unter einen gemeinsamen Gesichtspunkt bringen.

Alle diese Wellenanzeiger haben das Gemeinsame, daß sie dem Ohmschen Gesetz nicht folgen, daß also ihre Charakteristik [113] keine gerade, sondern irgend eine gekrümmte Kurve ist.

*) D_1 und D_2 sind Drosselspulen.

Dabei können zwei Fälle eintreten:

1. Die Kurve verläuft im ersten und dritten Quadranten nicht symmetrisch (Fig. 343), d. h. der Strom ist bei gleicher Größe, aber verschiedenem Vorzeichen der Spannung verschieden. Dann erhält man, wenn die Spannung von einer Schwingung herrührt, also eine Wechselspannung ist, nach der einen Richtung einen anderen Strom als nach der anderen. In der Wirkung auf ein Galvanometer heben sich die Ströme nach beiden Richtungen nicht auf, das Galvanometer gibt, auch ohne daß ein Element eingeschaltet ist, einen Ausschlag, das Telefon ein Knacken *): die Zelle wirkt, wie man sagt, als „Gleichrichter“ **).

2. Die Kurve verläuft symmetrisch im ersten und dritten Quadranten (Fig. 344).

Schickt man dann Schwingungen hindurch, so geht in der einen Richtung genau derselbe Strom hindurch wie in der anderen, die Zelle

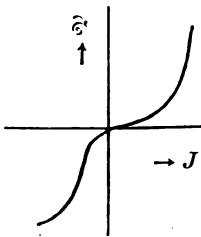


Fig. 343.

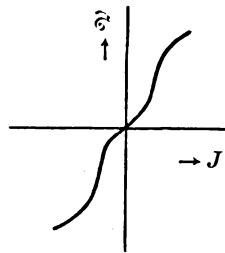


Fig. 344.

allein wirkt nicht als Gleichrichter, man bekommt im Galvanometer keinen Ausschlag.

Nun möge aber ein Hilfselement und damit eine konstante Spannung an die Pole der Zelle angelegt werden. Eine Verstärkung der Spannung durch eine Schwingung hat dann eine gewisse Zunahme des Stromes durch die Zelle zur Folge. Eine ebenso große Schwächung der Spannung durch die Schwingungen ruft aber wegen der Krümmung der Charakteristik keine ebenso große Abnahme des Stromes hervor. Die Folge ist, daß der Ausschlag eines Galvanometers sich ändert, bzw. daß man in einem eingeschalteten Telefon ein Knacken hört, sobald man Schwingungen durch die Zelle hindurchschickt: die Zelle mit vorgeschaltetem Element wirkt als Gleichrichter.

*) Auf diese Weise erklärt sich die Beobachtung Ferriés, daß die elektrolytische Zelle auch dann als Wellenanzeiger wirkt, wenn gar kein Element im Stromkreis sich befindet.

**) Wenn in der einen Richtung überhaupt kein Strom hindurchgeht, spricht man von „Ventilwirkung“.

Die Gleichrichtwirkung ist, wie Brandes gezeigt hat, um so stärker,

1. je weniger steil gegen die Abszissenachse,
2. je stärker gekrümmt

die Charakteristik an der Stelle ist, welche der Spannung des Hilfselements entspricht. Bei der Verwendung solcher Zellen als Wellen-

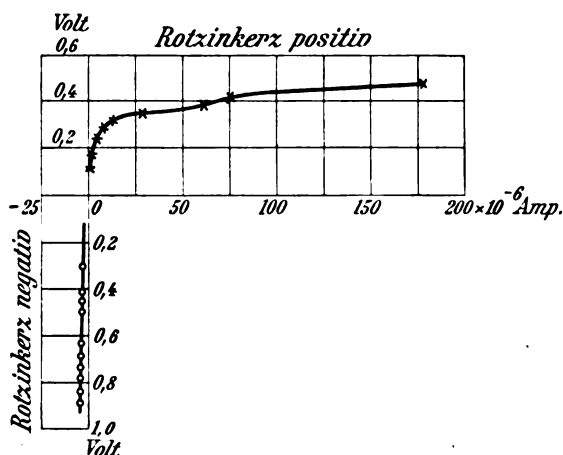


Fig. 345.

anzeiger ist also die Hilfsspannung so zu regulieren, daß man an der günstigsten Stelle der Charakteristik arbeitet*).

b. Versuche über die Charakteristik der verschiedenen Detektoren und ihre Wirkung liegen zahlreich vor²⁶⁹). Bei Glühlampen-

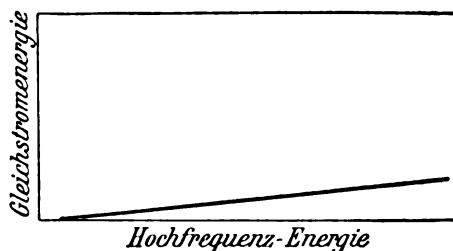


Fig. 346.

detektoren, elektrolytischen, dann den verschiedensten Kristall- und Thermodetektoren (Karborund, Rotzinkerz-Kupferkies, Graphit-Bleiglanz, Kupfer-Molybdenglanz, Anatas, Brookit) ist nachgewiesen worden, daß

*) Einen ähnlichen Zweck hat die Heizung bei den in 150 c beschriebenen Detektoren: man stellt diejenige Temperatur ein, für welche die Charakteristik am günstigsten verläuft.

die Charakteristik je nach der Stromrichtung ganz verschieden verläuft Fig. 345 ist z. B. die Charakteristik der besonders empfindlichen Kombination Rotzinkerz-Kupferkies (Perikondetektor [160 b]) nach den Messungen von W. H. Eccles²⁶⁹⁾.

W. H. Eccles hat seine Untersuchungen auch auf die Frage ausgedehnt, in welcher Weise die Empfindlichkeit der Detektoren von der angelegten Hilfsspannung abhängt und dabei fast in allen Fällen im Einklang mit den Überlegungen von Brandes ein ausgesprochenes Maximum der Empfindlichkeit für eine bestimmte Größe dieser Spannung gefunden.

Er hat auch die Frage untersucht, in welcher Weise die Gleichstromenergie, welche der Detektor an das Telephon abgibt, zusammenhängt mit der Energie, welche ihm durch die Schwingungen zugeführt werden und in allen von ihm untersuchten Fällen *) gefunden, daß die Kurve, welche die Abhängigkeit der Gleichstromenergie von der zugeführten Hochfrequenzenergie darstellt, eine Gerade ist, die nicht genau durch den Nullpunkt geht (Fig. 346). Es existiert also im allgemeinen ein Schwellwert, über dem die Hochfrequenzenergie liegen muß, um nutzbare Gleichstromenergie zu liefern. Das Verhältnis der Gleichstromenergie zu der zugeführten Hochfrequenzenergie, d. h. der Wirkungsgrad des Detektors ergab sich unter den Bedingungen der Versuche von Eccles im Maximum für den elektrolytischen Detektor (Dicke der empfindlichen Elektrode = 0,006 mm, Schwefelsäure) zu 13 %, für den Karborunddetektor zu 9,3 %, für den Perikondetektor zu 13 %, für Graphit-Bleiglanz zu ca. 3 %.

Diese Untersuchungen sind deshalb besonders wertvoll, weil dabei die Bedingungen (Frequenz, Energie), unter denen man in der Praxis der drahtlosen Telegraphie wirklich arbeitet, möglichst eingehalten wurden, was keineswegs von allen Untersuchungen auf diesem Gebiete gilt.

163. Worauf reagieren die verschiedenen Detektoren²⁷⁰⁾?

a. Es wirke auf einen Wellenanzeiger nur eine einzige Schwingung (z. B. die einmalige Entladung eines Kondensatorkreises).

1. Dann kommt es für die thermischen Wellenanzeiger, bis zu einem gewissen Grade auch für die Quecksilberkohörer, auf die Wärmeentwicklung in denselben, d. h. auf den Stromeffekt $= \frac{1}{4 N d} \cdot J_0^2$ an.

2. Für die magnetischen ist wohl die Amplitude (bzw. Maximalamplitude [56 c, 61 c]) des Stroms, J_0 bzw. J_{\max} , maßgebend.

*) Eisen-Quecksilber, elektrolytischer Detektor, Karborund, Rotzinkerz-Kupferkies, Graphit-Bleiglanz.

3. Bei den Wellenanzeigern mit Gleichrichtwirkung sollte maßgebend sein die Elektrizitätsmenge, die in der einen Richtung mehr hindurchgeht als in der anderen: diese hängt nicht nur ab von der Amplitude der an ihren Polen auftretenden Spannung, sondern auch noch von der Dämpfung. Sie ist bei vollkommener Ventilwirkung für eine Entladung annähernd $*) = \frac{1}{\pi N b} \cdot J_0$, also wie der Stromeffekt $\propto \frac{1}{N b}$, aber $\propto J_0$ der Stromamplitude selbst, nicht $\propto J_0^2 **$).

Beim Metallkörner-Kohärer muß jedenfalls ein gewisser Wert der Spannung zwischen den Elektroden vorhanden sein, damit er überhaupt reagiert. Dafür aber, daß sein Widerstand sich stark ändert, wie es in der Praxis notwendig ist, ist ein gewisser Stromeffekt nötig. In dieser Beziehung verhält sich also der Kohärer nicht so sehr verschieden von den Thermodetektoren: es kommt auch bei ihm nicht nur auf die Amplitude, sondern auch auf das Dekrement der Schwingung an.

b. Es sollen sehr rasch aufeinander folgende Schwingungen vorhanden sein (z. B. ungedämpfte Schwingungen oder gedämpfte Schwingungen von sehr hoher Entladungszahl).

Dann sind 2 Fälle möglich:

1. Die Wirkung auf den Wellenanzeiger ist durch die erste Schwingung ganz oder nahezu vollkommen bestimmt. Die folgenden Schwingungen tragen zur Wirkung nichts Wesentliches mehr bei. Das trifft zu z. B. beim Kohärer und dem magnetischen Detektor von Marconi.

2. Die Wirkung aufeinander folgender Schwingungen summiert sich. Das ist sicher der Fall bei den thermischen Wellenanzeigern, den magnetischen vom Typus des Walterschen [154], bis zu einem gewissen Grade bei den elektrolytischen vom Typus des Schlömilchschen und überhaupt bei denjenigen, auf welche sich das in 162 Gesagte bezieht.

Man muß dabei aber scharf unterscheiden zwischen der Wirkung auf den Detektor selbst und derjenigen auf den Empfangsapparat. Wenn man z. B. bei konstanter Amplitude und Dämpfung die Entladungs-

$$*) \text{ Genauer } = \frac{J_0}{\pi N} \cdot \frac{e^{-\frac{b}{4}}}{1 - e^{-b}}.$$

****)** Wie es scheint, ist für die Wirkung auf manche Detektoren, die man gewöhnlich als Ventildetektoren auffaßt, tatsächlich der Stromeffekt maßgebend. Wenn das richtig ist, so würde es ein Hinweis sein, daß es sich bei diesen Detektoren eben nicht um eine Ventilwirkung, mindestens nicht um reine, handelt.

zahl steigert, so ist kein Zweifel, daß die Wirkung auf einen Thermo-detektor, d. h. unter sonst gleichen Umständen, daß der von ihm gelieferte Gleichstrom ebenfalls steigen muß. Trotzdem kann die Lautstärke in dem Aufnahmetelephon [165] mit der Steigerung der Entladungszahl kleiner werden. Die Amplitude der Schwingungen, welche die Telephonmembran ausführt, hängt nicht nur ab von der Amplitude der Gleichstromstöße, sondern auch von dem zeitlichen Verlauf derselben und von der Länge der Pausen zwischen denselben; werden diese zu kurz, so kann die Amplitude der Telephonmembran abnehmen.

c. Folgen die einzelnen Schwingungen verhältnismäßig langsam (z. B. gedämpfte Schwingungen, erzeugt durch Resonanzinduktor), so hängt es nicht nur vom Wellenanzeiger, sondern auch noch von der Art der Aufnahme der Telegramme ab, ob die Wirkungen der einzelnen Schwingungen sich summieren oder nicht. Es kann z. B. bei telephonischer Aufnahme nur die Wirkung jeder einzelnen Schwingung zur Geltung kommen, dagegen bei der Aufnahme mit Siphonrekorder [167 a] oder ähnlichem die Wirkung der einzelnen Schwingungen sich summieren.

164. Prüfung der Detektoren auf ihre Empfindlichkeit²⁷¹⁾.

Eine allgemeine Angabe über das Verhältnis der Empfindlichkeit zweier Detektoren ist in vielen Fällen nicht möglich, sobald es sich um zwei Detektoren verschiedener Typen handelt.

a. Dieses Verhältnis kann ganz verschieden ausfallen bei verschiedenem Charakter der zur Prüfung verwendeten Schwingungen: bei ungedämpften Schwingungen anders als bei gedämpften und bei gedämpften unter Umständen wieder verschieden je nach der Amplitude, dem Dekrement und der Entladungszahl. Während die Reichweite, die man mit einem guten Kohärer bei ca. 20 Entladungen pro Sekunde bekommt, kaum hinter derjenigen, welche ein Thermo-detektor liefert, zurücksteht, erhält man mit dem letzteren für dieselbe Senderenergie bei etwa 1000 Entladungen pro Sekunde und entsprechend geringerer Amplitude eine mehr als fünfmal größere Reichweite als mit dem Kohärer (G r a f v o n A r c o¹⁶⁰⁾.

Wenn man also feststellen will, welcher von zwei Detektoren für eine bestimmte Station am empfindlichsten ist, so empfiehlt es sich einen geschlossenen Schwingungskreis auf die Detektoren wirken zu lassen, dessen Schwingungen möglichst denselben zeitlichen Verlauf und dieselbe Entladungszahl haben, wie die Wellen der Station. Es ist bedenklich, statt dessen irgend einen beliebigen Stationsprüfer zu nehmen,

oder gar, wie es ebenfalls häufig geschieht, auf den Detektor einen unterbrochenen Gleichstrom einwirken zu lassen.

b. Das Verhältnis der Empfindlichkeit bei zwei Detektoren kann aber auch noch sehr verschieden ausfallen bei verschiedener Anordnung der Empfangssysteme. Es kann unter Umständen nicht gleichgültig sein, ob der Detektor an einen schwach gedämpften Empfangs-Kondensatorkreis angeschlossen oder ob er in einen geschlossenen (aperiodischen) Kreis eingeschaltet ist [vgl. 175 ff.]. Auch darauf ist bei dem Vergleich zweier Detektoren auf ihre Empfindlichkeit Rücksicht zu nehmen.

c. Endlich kann das Verhältnis der Empfindlichkeit und damit auch der unter gleichen Umständen erzielbaren Reichweiten in hohem Maße abhängen von der Art der Aufnahmeapparate. Es kann z. B. bei Hörempfang ganz anders sein als bei Schreibempfang, wenn ein Relais zu betätigen ist.

§ 6. Apparate zur Aufnahme der Telegramme.

165. Telephonische Aufnahme; „Hörempfang“.

Am einfachsten gestaltet sich der Aufnahmeapparat bei denjenigen Wellenanzeigern, die nach dem Aufhören der Schwingungen von selbst wieder in den normalen Zustand zurückkehren oder wenigstens sofort wieder im stande sind, eine neue Schwingung anzuzeigen (sämtliche Wellenanzeiger mit Ausnahme des Metallkörnerkohärrers.) Bei diesen kann als Aufnahmeapparat ein Telephon verwendet werden.

a. Die einfachste Art der Schaltung für Wellenanzeiger ohne Hilfselement ist im Prinzip diejenige von Fig. 347*), für Wellenanzeiger mit Hilfselement diejenige von Fig. 348**). Darin bedeutet J den Wellenanzeiger, T das Telephon, E das Hilfselement und L die Leitung des Empfängers, in welche der Wellenanzeiger eingeschaltet ist.

Hält man ein derartig eingeschaltetes Telephon ans Ohr, so hört

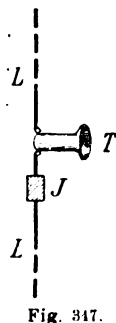


Fig. 347.

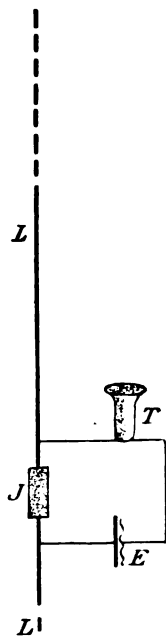


Fig. 348.

*) Vorausgesetzt, daß die Leitung L einen geschlossenen Kreis bildet. Wenn man das Telephon in Nebenschluß zum Wellenanzeiger legt (Fig. 348 ohne Element E), so muß die Leitung L einen Kondensator (Sperrkondensator [41 d]) enthalten, der dieselbe für den Gleichstrom des Wellenanzeigers verriegelt.

**) Vgl. aber b.

man bei langsamer Entladungszahl des Senders jedesmal ein Knacken, wenn eine Entladung im Sender erfolgt. Bei großer Entladungszahl im Sender hört man entweder einen reinen Ton, wenn die Entladungszahl des Senders genügend regelmäßig und hoch ist (Tonsender), sonst ein Zischen oder Summen.

Wird von der Sendestation ein a (nach dem Morsealphabet . —) telegraphiert, so hört man im Telephon ein kurzes und dann ein längeres Knacken, Zischen oder Summen bzw. einen kurzen und dann einen längeren Ton. Die Telegramme können also mit dem Gehör auf-

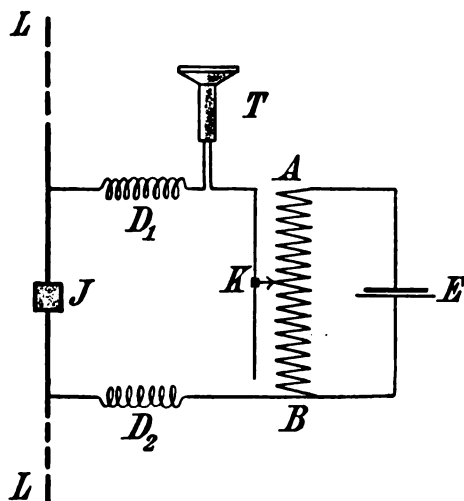


Fig. 349.

genommen werden, ähnlich wie bei den Summern, die in der gewöhnlichen Telegraphie Verwendung finden.

b. Für die Wellenanzeiger mit Hilfselement muß die Schaltung noch etwas abgeändert werden.

Einmal ist es günstig, an diese Wellenanzeiger diejenige Spannung anzulegen, für welche sie am empfindlichsten sind [162 a]. Um diese zu bekommen, schließt man ein Element E (Fig. 349) von höherer EMK durch einen großen Widerstand AB und verschiebt längs desselben einen Schleifkontakt K*). Zwischen B und K und demnach auch zwischen den Polen des Wellenanzeigers J kann dann jede beliebige Spannung, die unterhalb der elektromotorischen Kraft des Elementes liegt, und demnach auch die für den Wellenanzeiger geeignete Spannung eingestellt werden.

*) Diese Einrichtung führt häufig den Namen „Potentiometer“.

Außerdem würde an der Schaltung von Fig. 348 noch ungünstig sein, daß die Schwingungen in der Leitung L im allgemeinen sich verzweigen: ein Teil würde durch die Telephonleitung TE (Fig. 348) und nur ein Teil durch den Wellenanzeiger hindurchgehen. Um dies zu vermeiden, werden noch zwei Drosselspulen D_1 und D_2 (Fig. 349) unmittelbar neben den Abzweigungsstellen eingeschaltet, um den Schwingungen den Weg in die Telephonleitung zu verlegen [41 b].

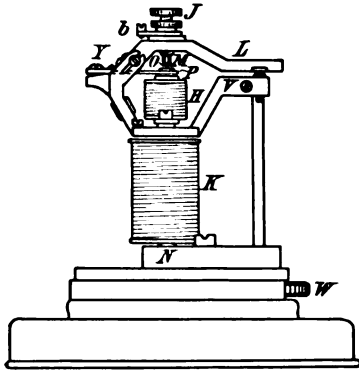


Fig. 350.

272)

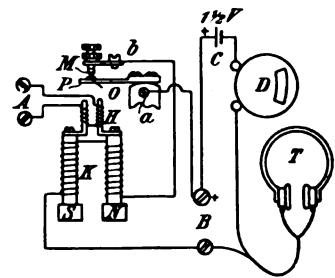


Fig. 351.

273)

166. Lautverstärkung bei Hörempfang.

Die zwei Apparate, die mit Erfolg verwendet werden, um die Lautstärke bei telephonischer Aufnahme zu vergrößern, sind das S. G. Brown'sche Telephonrelais und der Lautverstärker der Ges.

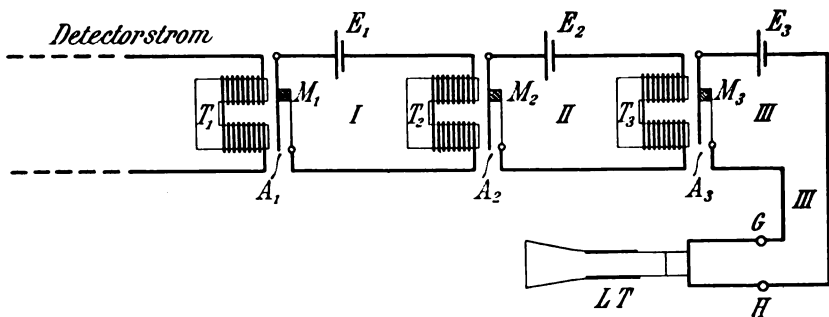


Fig. 352.

f. drahtl. Telegr. Beide beruhen auf dem Prinzip, den Strom, der telephonisch nachgewiesen werden soll, zuerst auf eine Art Mikrophon einwirken zu lassen und den Mikrophonstrom erst dem Telephon zuzuführen.

a. Das Brownsche Telephonrelais²⁷²⁾ ist in Fig. 350 und in Fig. 351 mit Schaltung abgebildet. N und S sind die Pole eines Hufeisenmagneten; auf ihnen sitzen 2 Weicheisenkerne, um welche die Spulen K und H gewickelt sind. P ist eine Stahlzunge; sie trägt ein kleines Osmium-Iridiumplättchen O, das ganz leicht berührt wird von einer Kontaktspitze M, ebenfalls aus einer Osmium-Iridiumlegierung. C bedeutet ein Trockenelement, in dessen Stromkreis der Kontakt OM, die Spule K und das Telephon T eingeschaltet sind. Durch die Wicklung H werden die Ströme, deren Einfluß auf das Telephon verstärkt werden soll, hindurchgeschickt. Dadurch wird die Stahlzunge P, welche die Membran eines Mikrophons vertritt, in Schwingungen versetzt, durch den Mikrophonkontakt OM der Strom des Stromkreises COM KT in dem Tempo dieser Schwingungen verstärkt bzw. geschwächt und dadurch eine erheblich höhere Wirkung auf das Telephon T hervorgerufen, als wenn man die Ströme in der Spule H direkt durch dasselbe leitete.

Nach Versuchen der englischen Admiralität und Postbehörden soll durch dieses Telephonrelais die Reichweite verdoppelt worden sein. Nachrichten, deren Vorhandensein mit den gewöhnlichen Apparaten nicht einmal entdeckt werden konnten, wurden mit Leichtigkeit abgelesen. Bei Versuchen zwischen den Stationen Poole und Clifden in Irland wurden durch zwei hintereinandergeschaltete Relais Signale, die im gewöhnlichen Empfänger nur als leichtes Geräusch vernehmbar waren, so verstärkt, daß sie auf 2 m vom Empfänger deutlich gehört werden konnten.

b. Bei dem Tonverstärker der Ges. f. drahtl. Tel.²⁷³⁾, der einen Tonsender voraussetzt, wird der Detektorstrom einem kleinen Elektromagneten (T_1 Fig. 352) mit sehr viel Windungen zugeführt. In dem Feld desselben befindet sich ein kleiner Anker A_1 mit ausgesprochener Eigenschwingung, dessen Frequenz auf diejenige des Detektorstroms und damit auch auf den Ton des Senders abgestimmt ist. Gegen diesen Resonanzanker liegt der Mikrophonkontakt M_1 , der in den Stromkreis einer Lokalbatterie eingeschaltet ist. In demselben Stromkreis befindet sich der Elektromagnet T_2 von derselben Konstruktion wie T_1 ; der Strom, der ihn durchfließt, pulsiert mit derselben Frequenz wie der Detektorstrom, aber die Amplitude der Pulsationen ist erheblich größer. Infolge davon kommt der Anker A_2 , für den genau das für den Anker A_1 Gesagte gilt, in stärkere Schwingungen als A_1 und es werden die Pulsationen in dem Stromkreis II, in dem sich der Mikrophonkontakt M_2 , die Lokalbatterie E_2 und der Elektromagnet T_3 befindet, noch stärker als diejenigen im Stromkreis I. Durch den Anker A_3 und den Mikrophonkontakt M_3 wird dann noch einmal eine Verstärkung der Pulsationen herbeigeführt. Durch die dreimalige Verstärkung kann erreicht werden, daß man bei einem Detektorstrom von ca. 10^{-7} bis 10^{-8} Amp. einen Strom von ca. 10^{-2} Amp. im Stromkreise III, in dem sich das Aufnahmetelephon befindet, bekommt.

Als Aufnahmetelephon wird normalerweise ein lautsprechendes Telephon (LT Fig. 352) benutzt, vor dessen Öffnung ein akustischer

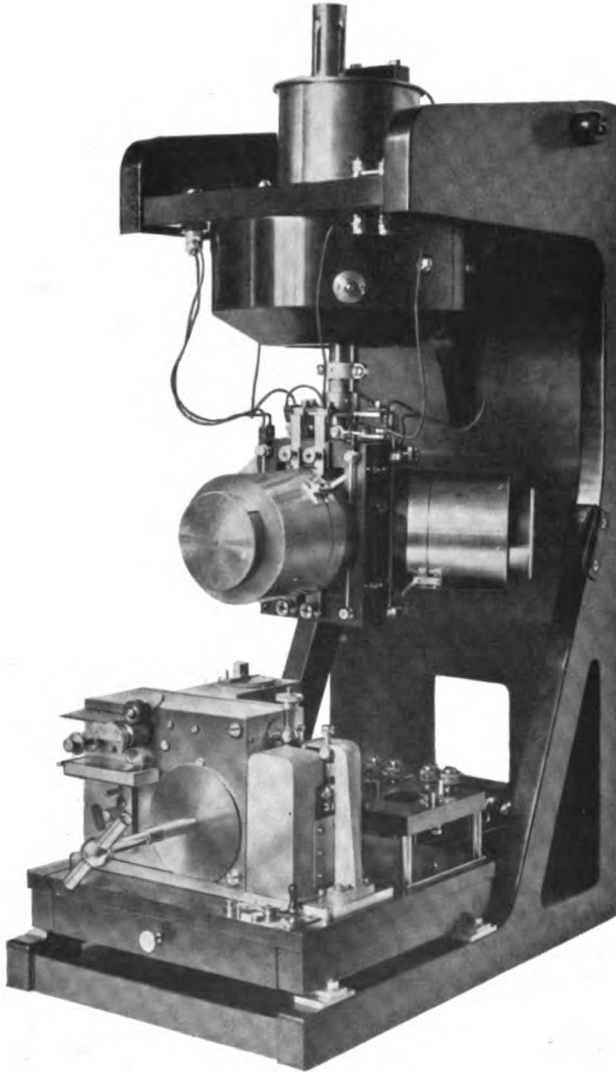


Fig. 353.

82)

Resonator sich befindet, der auf den Senderton abgestimmt ist und die Lautstärke noch einmal erhöht.

Durch diese ausgedehnte Verwendung von mechanischer und akustischer Resonanz und die Mikrophonverstärkung wird eine so bedeutende

Erhöhung der Lautstärke erzielt, daß dieser Tonverstärker bis auf weiteres wohl einen normalen Bestandteil der technischen Stationen bildet. Die Ausführung des dreifachen Tonverstärkers ist aus Fig. 353 ersichtlich.

167. Automatische Registrierung der Telegramme; „Schreibempfang“.

Bei verschiedenen Wellenanzeigern (z. B. Thermodetektor, Quecksilberkohärer von Lodge und Muirhead) kann das Telephon als

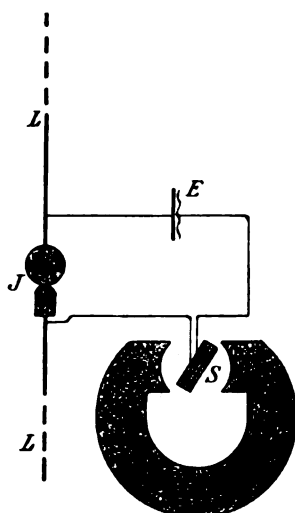


Fig. 354

Aufnahmeapparat ersetzt werden durch ein Galvanometer von kurzer Schwingungsdauer und starker Dämpfung. Wird es mit dem Wellenanzeiger und einem Element in Serie geschaltet, so gibt es einen Ausschlag, der nach dem Aufhören der Schwingungen wieder zurückgeht. Damit ist auch unmittelbar eine automatische Niederschrift der Telegramme auf verschiedene Art möglich.

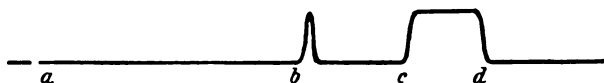


Fig. 355.

a. Die Art*), welche Lodge und Muirhead bei ihrem Quecksilberkohärer angewandt haben, ist folgende (Fig. 354)**). Mit der

*) Die ganze Anordnung heißt häufig „Siphonrekorder“.

**) M ist der Hufeisenmagnet des Drehspulgalvanometers.

Spule S eines Drehspulgalvanometers ist ein Schreibstift fest verbunden. Er berührt einen Papierstreifen, der wie beim Morseapparat durch ein

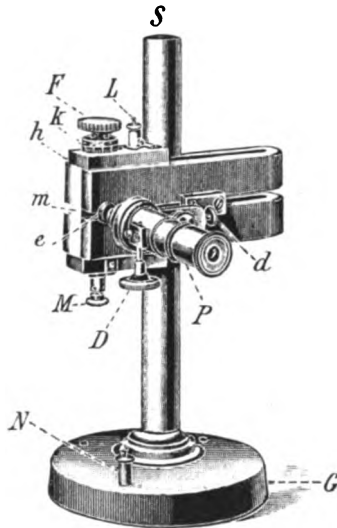


Fig. 356.

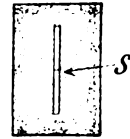


Fig. 357.

Laufwerk bewegt wird. Dreht sich die Spule, so wird der Schreibstift abgelenkt und zwar senkrecht zur Bewegungsrichtung des Papieres.

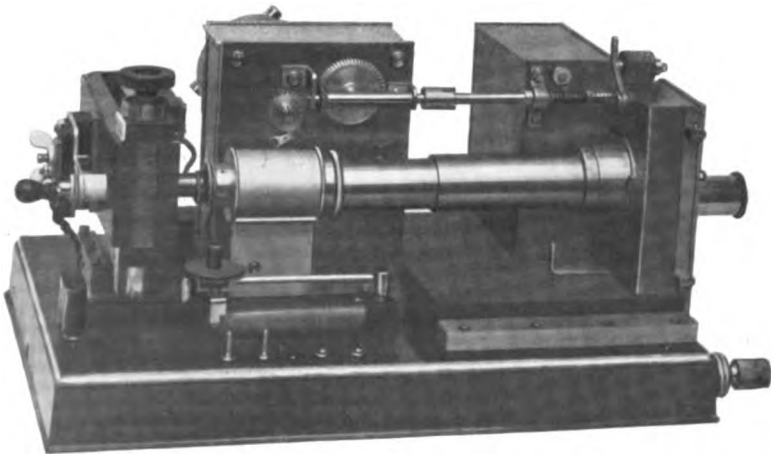


Fig. 358.

51)

Solange der Wellenanzeiger nicht erregt ist, bewegt sich auch die Spule nicht, der Schreibstift schreibt einfach einen Strich (Fig. 355 zwischen a und b). Wird der Wellenanzeiger nur kurze Zeit erregt und der Schreibstift demnach nur kurze Zeit abgelenkt, so entsteht auf dem Papier das Bild von Fig. 355 bei b — Punkt des Morsealphabets —, während einem Strich des Morsealphabets das Bild von Fig. 355 c—d entspricht.

b. Später hat man das Drehspulgalvanometer in der Anordnung von Lodge und Muirhead durch das sehr viel empfindlichere und weniger träge Saitengalvanometer ersetzt und die Aufnahme der Telegramme auf photographischem Wege bewerkstelligt („Lichtschreiber“).

Das Saitengalvanometer (Fig. 356*) besteht bekanntlich aus einem feinen Draht (Wollaston-Draht, auch feinem Metallband, oder leitend gemachtem Quarzfaden), der zwischen den Polen eines Magneten senkrecht zu den Kraftlinien ausgespannt ist (in Fig. 356 zwischen F und M). Schickt man Strom durch den Draht, so wird er aus seiner Ruhelage senkrecht zur Richtung der Kraftlinien herausgebogen.

Der Draht bewegt sich vor einem ganz engen Spalt, durch den Licht hindurchfällt (Fig. 357). Photographiert man das Bild des Spalts und Drahts auf einem photographischen Streifen, der senkrecht zur Richtung des Spalts bewegt wird, so erhält man, wenn der Draht in Ruhe ist, im Negativ ein breites dunkles Band, durchzogen von einer feinen hellen geraden Linie. Wird dagegen der Draht einmal kurz, dann längere Zeit aus seiner Ruhelage abgelenkt, so entsteht eine helle Linie von der Gestalt der schwarzen Linie in Fig. 355.

Ein ausgeführter Lichtschreiber²⁷⁵⁾ ist in Fig. 358 abgebildet (**). Links befindet sich das Saitengalvanometer, dessen Faden durch ein kleines Glühlämpchen (man sieht den Steckkontakt mit Litze) beleuchtet wird. In dem Metalltubus ist das mikrophotographische Objektiv untergebracht, rechts sieht man die Kamera und dahinter den Kasten, in welchem der durch das Laufwerk bewegte lichtempfindliche Streifen entwickelt und fixiert wird. — Daß das Saitengalvanometer auch von Marconi bei seinen transatlantischen Stationen verwendet wird, ist schon früher [161 a] angegeben worden.

c. An Stelle eines Galvanometers kann ein sog. Relais ($R_1 R_2$ Fig. 359) verwendet werden, das den Stromkreis eines Morseapparats (Farbschreibers) M mit Lokalbatterie E_2 schließt und öffnet (Fig. 359).

Die Konstruktion eines polarisierten Relais, dessen man sich gewöhnlich bedient, ist wohl aus der schematischen Fig. 360 (a Ansicht von oben, b von der Seite) unmittelbar zu entnehmen. M ist ein Stahlmagnet, der den einen Pol in A, den anderen in B hat. Auf dem letzteren sitzen die Eisenkerne $B_1 B_2$ der Spulen S_1 und S_2 , welche mit dem Wellenanzeiger und einem Element in einem

*) Die Abbildung ist einem Katalog des physik.-mech. Instituts von Prof. Dr. Edelm ann & Sohn (München), welches diese Saitengalvanometer, und zwar jetzt modernere Typen als das in Fig. 356 abgebildete, herstellt, entnommen. — Eine andere Ausführung ist von E. Huth²⁷⁴⁾ beschrieben und von dieser Firma zu beziehen.

**) In der Ausführung von C. Lorenz A. G. — Ganz ähnlich sind auch alle anderen derartigen Empfangsapparate konstruiert.

Stromkreis i_1 sich befinden. U ist ein beweglicher Anker (Relaiszunge), welcher den Kontakt U_1 und damit den Stromkreis i , in welchem außer einem oder mehreren Elementen der Morseapparat (M Fig. 359) sich befindet, schließt bzw. öffnet.

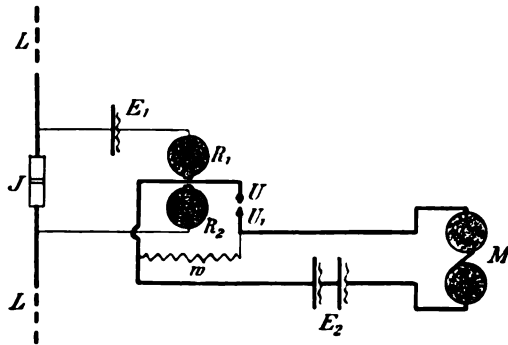


Fig. 359*).

Die Empfindlichkeit eines solchen Relais ist ziemlich beträchtlich. Die Ges. f. drahtl. Tel. gab früher an²⁷⁶⁾, daß die ihrigen sicher ansprechen, wenn sie mit 1,4 Volt und einem Vorschaltwiderstand

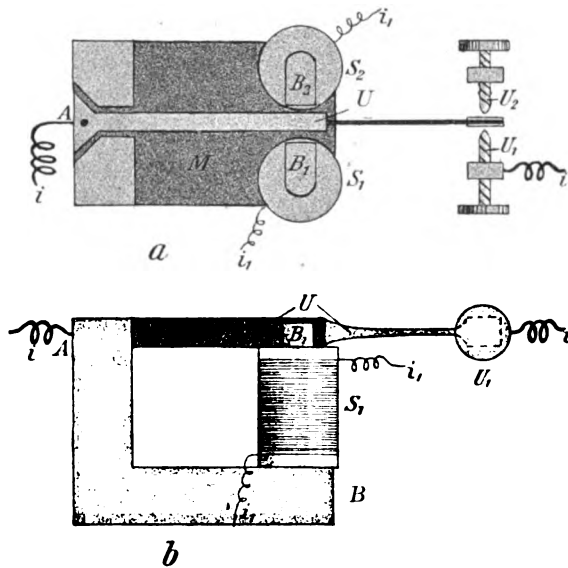


Fig. 360.

von 100 000 Ohm betrieben werden. Eine derartige Empfindlichkeit ist nur zu erreichen, wenn die Einstellvorrichtungen, welche die Ent-

*) Über den Widerstand w vgl. 168 b. — In der Figur sind die Drosselspulen weggelassen, die man auch hier einschaltet, um die Schwingungen in der Leitung L von dem Relais fernzuhalten.

fernung $B_1 B_2$ und den Kontakt $U_1 U_2$ regulieren, besonders fein und empfindlich gearbeitet sind. Dazu muß eine peinliche Ausbalancierung des Ankers U kommen, da er sonst durch Erschütterungen, besonders auch an Bord durch das Schlingern des Schiffes, gestört würde.

Die Ges. f. drahtl. Tel. hat früher bei ihren Relais eine magnetische Regulierung²⁷⁶⁾ angewandt: durch Drehung eines auf dem Relaisgehäuse angebrachten Weicheisenstücks wird das magnetische Feld im Innern geändert und dadurch eine Regulierung er-

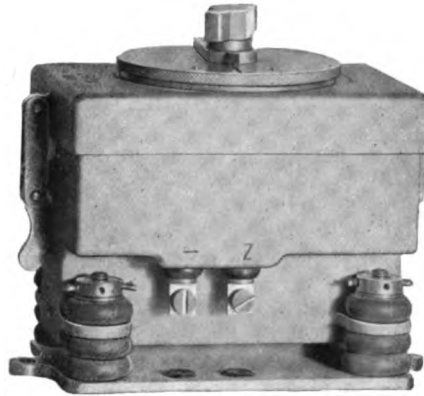


Fig. 361.

276)

zielt. Dabei kann das Relaisgehäuse dicht abgeschlossen und die Einstellschrauben des Relais können ein für allemal fest eingestellt sein. Fig. 361 ist die Außenansicht eines solchen Relais.

Daß man nicht statt des Relais einfach den Morseapparat in denselben Stromkreis wie den Wellenanzeiger einschaltet, hat folgenden Grund. Einerseits darf bei sämtlichen Wellenanzeigern die Spannung, die sich zwischen ihren Polen im unregten Zustand befindet, eine gewisse Höhe (höchstens 2 Volt, meist viel weniger) nicht übersteigen. Auf der anderen Seite dürfen die meisten Wellenanzeiger in erregtem Zustand von keinem einigermaßen beträchtlichen Strom (meist viel kleiner als $\frac{1}{1000}$ Amp.) durchflossen werden, wenn sie betriebsfähig bleiben sollen. Bei einer so geringen Spannung verbunden mit einem so geringen Strom ist es aber wohl möglich ein empfindliches Relais, nicht aber einen Morseapparat zu betreiben. —

d. Manche der Detektoren können aber nicht einmal soviel Strom ertragen, daß damit die Betätigung eines empfindlichen polarisierten Relais möglich ist. Wollte man also bei Benützung eines solchen Detektors die Telegramme automatisch niederschreiben lassen, so war man bis vor kurzem auf Saitengalvanometer bzw. Lichtschreiber angewiesen. Der Tonverstärker der Ges. f. drahtl. Telegr. ermöglicht aber auch in einem solchen Falle die Verwendung des immerhin bequemerem Morseapparats,

wenn die Voraussetzung für die Benützung des Tonverstärkers, konstante und genügend hohe Entladungszahl im Sender („Tonsender“) erfüllt ist.

Die Schaltung²⁷³), die zu diesem Zwecke verwendet wird, ist in Fig. 362 skizziert. Der Mikrophonstrom des dritten Lautverstärkers (III, Fig. 352), der aus einem Gleichstrom mit überlagertem Wechselstrom besteht, wird statt dem lautsprechenden Telefon (LT Fig. 352) durch einen Umschalter U einem kleinen Trans-

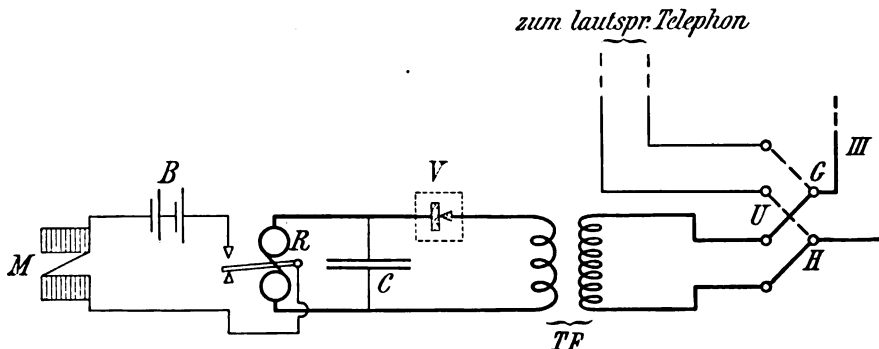


Fig. 362.

formator (T F Fig. 362) zugeführt. In der Sekundärspule desselben wird dann eine reine Wechselspannung induziert. Dadurch aber, daß in dem Stromkreis der Sekundärspule eine Ventil-(Gleichrichter-)zelle V eingeschaltet ist, erhält man in demselben und damit auch in dem Relais R einen Strom nur in einer Richtung, der nun aber stark genug ist, um das polarisierte Relais zum Ansprechen zu bringen.

168. Aufnahmeapparat für den Metallkörner-Kohärer.

Die früher beschriebenen Aufnahmeapparate genügten wohl für Wellenanzeiger, die nach dem Ablauf einer Schwingung sofort wieder zur Aufnahme einer neuen Schwingung geeignet sind, nicht aber für den

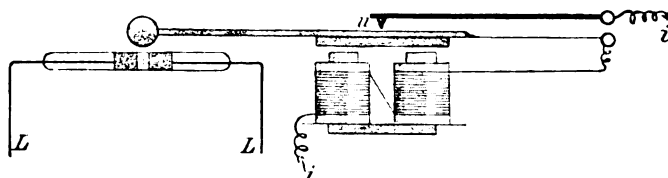


Fig. 363.

Metallkörner-Kohärer. Würde man ihn in einen solchen Empfangsapparat einschalten, so würde bei der ersten Schwingung der Kohärer leitend und er würde es bleiben. Infolge davon würde das Relais, in dessen Stromkreis der Kohärer eingeschaltet ist, den Stromkreis des Morseapparates dauernd schließen und der Farbschreiber einfach eine fortlaufende Linie aufschreiben.

a. Es ist also unbedingt notwendig ein Apparat, der den Kohärer nach dem Aufhören einer Schwingung sofort wieder entfrttet. Dieser Apparat ist der sog. „Klopfer“. Wie aus der schematischen Fig. 363 hervorgeht, ist seine Anordnung genau dieselbe wie bei einer elektrischen Klingel: der Klöppel schlägt gegen den Kohärer und entfrttet ihn dadurch.

Bei der Schaltung von Fig. 364*), die einen normalen Empfangsapparat für den Kohärer darstellt, ist der Kohärer unmittelbar, ehe der Klopfer gegen ihn schlägt, von Strom durchflossen. Sobald ihn der Schlag des Klopfers trifft, wird dieser Strom unterbrochen,

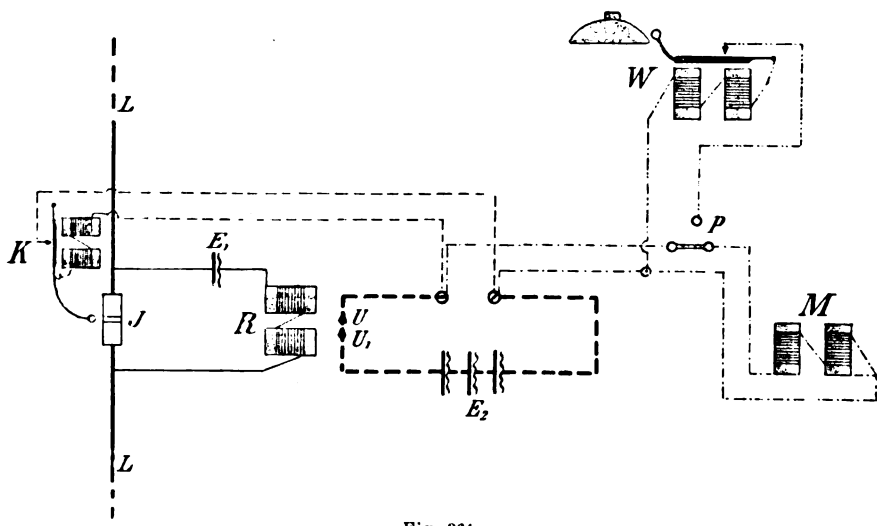


Fig. 364.

und zwar liegt die Unterbrechungsstelle eben im Kohärer. Trotz aller Vorsichtsmaßregeln [b] werden dabei Fünkchen auftreten, welche die Körner des Kohärrers angreifen, und es liegt die Gefahr vor, daß dadurch nachher ein sicheres Entfrtten erschwert und die Lebensdauer des Kohärrers beschränkt wird. Um dies zu vermeiden, wurde zum Teil (z. B. bei der Ges. f. drahtl. Tel.) die Anordnung so getroffen, daß der Klopfer, ehe er den Kohärer trifft, den Kohärrerstromkreis öffnet, so daß der Kohärer stets in stromlosem Zustande erschüttert wird.

*) Darin bedeuten E_1 E_2 galvanische Elemente, K den Klopfer, R das Relais, U U_1 die Unterbrechungsstelle am Relais, M den Morseapparat, W den Wecker. P ist ein Umschalter, der gestattet, bald den Farbschreiber M, bald den Wecker W einzuschalten.

b. Bei der Schaltung von Fig. 364 tritt an drei Stellen der Fall ein, daß ein Stromkreis unterbrochen wird, welcher Spulen mit Eisenkernen, also mit ziemlich großer Selbstinduktion enthält. Man bekommt deshalb ziemlich hohe Spannungen und Funken an den Unterbrechungsstellen. Die Folge davon können elektromagnetische Wellen sein, welche den Wellenanzeiger erregen. Aber auch wo das nicht der Fall ist, kann durch die Unterbrechung der verhältnismäßig beträchtlichen Ströme in dem Stromkreis des Wellenanzeigers eine EMK induziert werden, welche den Wellenanzeiger zum Ansprechen bringt.

Man vermindert oder vermeidet diesen Fehler dadurch, daß man parallel zur Unterbrechungsstelle und parallel zu den Spulen mit Eisenkernen selbstinduktionslose Widerstände [z. B. w Fig. 359] von passender Größe oder Polarisationszellen (z. B. zwei Platindrähte als Elektroden in verdünnter Schwefelsäure) oder auch Kondensatoren richtiger Größe eventuell in Verbindung mit selbstinduktionslosen Widerständen legt.

169. Der Anruf.

Die Empfangsstation darauf aufmerksam zu machen, daß ein Telegramm übermittelt werden soll, sie „anzurufen“ ist unerläßlich, wenn das Telegramm sofort beantwortet oder ein darin enthaltener Auftrag sofort ausgeführt werden soll (Armee, Marine). Es ist auch besonders wichtig im Falle, wenn Schiffe sich in Seenot befinden. Zur Aufnahme der Telegramme allein würde es nicht unbedingt nötig sein; es gibt bekanntlich Farbschreiber, die so eingerichtet sind, daß das Laufwerk selbsttätig in Bewegung gesetzt wird, sobald ein Telegramm kommt, und aufhört zu laufen, wenn nicht mehr telegraphiert wird*).

a. Wo schon zum Betrieb des Morseapparates ein Relais vorhanden ist, macht es auch keinerlei Schwierigkeiten, eine elektrische Klingel (einen sog. „Wecker“ (W Fig. 364) zu benutzen.

b. Anders liegen die Verhältnisse, wenn die Verwendung eines Relais nicht möglich oder mit Rücksicht auf die Einfachheit der Apparatur nicht erwünscht, wenn deshalb nur telephonische Aufnahme der Telegramme vorgesehen ist. Für diesen Fall ist die Aufgabe eines Anrufs von der Ges. f. drahtl. Tel. in sehr einfacher Weise gelöst worden²⁷⁷⁾. In den Detektorkreis ist ein Drehspulengalvanometer eingeschaltet von ziemlich beträchtlicher Empfindlichkeit**), dessen Spule und damit verbundener Zeiger sehr große Trägheit besitzt. Wenn der Zeiger einen genügend großen Ausschlag macht, läuft er in ein Kontaktrad, das durch ein kleines Laufwerk bewegt wird, hinein und

*) Bei der drahtlosen Telegraphie ist ihre Verwendung bedenklich, da auch bei atmosphärischen Störungen immer ein Stück von dem Papierstreifen abläuft.

**) Es wird angegeben 1 Skalenteil = 10^{-7} Amp.

wird von ihm festgehalten. Durch den Kontakt wird ein Stromkreis, der den Wecker und eine Batterie enthält, geschlossen und die Klingel ertönt solange, bis die Bedienungsmannschaft in der Empfangsstation an den Apparat kommt und den Kontakt aufhebt. Die große Trägheit des Spulensystems macht es nötig, in der Sendestation einen 10—12 Sekunden langen Strich zu geben, d. h. den Sender während 10—12 Sekunden ununterbrochen Wellen aussenden zu lassen, deren Wirkung auf das Galvanometer sich summiert. Aber eben deshalb bietet sie auch eine gewisse Sicherheit dagegen, daß der Anrufapparat nicht etwa durch eine kurzandauernde atmosphärische Störung in Betrieb gesetzt und die Leute in der Empfangsstation unnötig an den Apparat gerufen werden.

170. Vergleich der verschiedenen Arten von Detektoren.

a. Die hauptsächlichsten Gesichtspunkte, welche für die Beurteilung der praktischen Brauchbarkeit eines Wellenanzeigers in Betracht kommen, sind wohl:

1. Empfindlichkeit,
2. Betriebssicherheit,
3. Einfachheit der Bedienung,
4. Einfachheit der notwendigen Apparate,
5. Möglichkeit eines Anrufs und
6. des Schreibempfangs,
7. zulässige Telegraphiergeschwindigkeit.

b. Bezüglich der *E m p f i n d l i c h k e i t* ist es für den praktischen Gebrauch von besonderer Bedeutung, ob bei dem Wellenanzeiger die Wirkung mehrerer aufeinander folgender Schwingungen sich summiert oder nicht [163].

Das ist nicht der Fall beim Metallkörnerkohärer. Da jetzt wohl in der Praxis allgemein mit verhältnismäßig großer Entladungszahl und verhältnismäßig geringer Energie der einzelnen Entladungen gearbeitet wird, so mußte er schon aus diesem Grunde aus der Praxis verschwinden *).

c. Dazu kommt aber noch eine weitere unangenehme Eigenschaft der Kohärer. Sowohl beim Kohle- und Graphitkohärer als beim Metallkörner-Kohärer scheint das Verhältnis zu bestehen, daß bei ihm die Betriebssicherheit um so mehr gefährdet wird, je höher man seine Emp-

*) Abgesehen von besonderen Fällen [e].

findlichkeit steigert, während ein solches Verhältnis bei anderen Wellenanzeigern mindestens nicht in demselben Maße zu bestehen scheint. Man hatte immer unter einer gewissen Launenhaftigkeit des Kohärsers zu leiden, sobald er sehr empfindlich war.

Hohe Empfindlichkeit hat praktische Bedeutung nur, wenn sie gleichzeitig mit genügender Betriebssicherheit verbunden ist. Darüber, wie sich die verschiedenen Wellenanzeiger in dieser Beziehung verhalten, läßt sich schwer etwas Allgemeines sagen, da es dafür nicht nur auf die Art des Wellenanzeigers, sondern hauptsächlich auch auf die Sorgfalt, mit der das einzelne Exemplar hergestellt wurde, ankommt.

Wesentlich für die Betriebssicherheit ist Unempfindlichkeit einmal gegen Erschütterungen und dann besonders gegen momentane Überlastung durch atmosphärische Störungen oder auch durch einen zu nahen und kräftigen Sender. In beiden Beziehungen sind verdächtig alle Wellenanzeiger mit punktförmigen Kontakten, z. B. manche Thermodetektoren, während die elektrolytischen Wellenanzeiger vom Typus der Schlömilch'schen Zelle unempfindlich gegen Erschütterungen, aber sehr empfindlich gegen Überlastung sind.

d. Für die Bedienung sind am einfachsten diejenigen Detektoren, die, wenn sie einmal eingestellt sind, keinerlei weitere Einregulierung brauchen (manche Kristalldetektoren, magnetischer Detektor, Glühlampendetektoren). Solche Wellenanzeiger, bei denen die Empfindlichkeit sehr stark von dem Druck an dem empfindlichen Kontakt herührt, bedürfen unter Umständen immer wieder einer Nachregulierung*). Das erfordert einigermaßen geübte Leute und kann der Grund einer mangelhaften Betriebssicherheit werden.

Was die Bedienung der Aufnahmeapparate betrifft, so ist das polarisierte Relais ein Apparat, dessen Ein- und Nachregulierung immer einiges Geschick und Sorgfalt erfordert. Daß die Lichtschreiber ein solches nicht nötig haben, ist ein Vorteil; aber bei ihnen ist statt dessen der Draht des Saitengalvanometers derjenige Teil, der sorgfältig eingestellt werden muß.

e. Bezüglich der Einfachheit der notwendigen Apparate sind im Nachteile diejenigen Wellenanzeiger, bei denen irgend ein

*) Daß bei diesen Wellenanzeigern eine Nachregulierung und damit Einstellung der maximalen Empfindlichkeit möglich ist, bedeutet aber auch wieder einen Vorteil: solche Detektoren, bei denen eine Nachregulierung nicht nötig, aber auch nicht möglich ist, können unter Umständen nach einer einmaligen atmosphärischen Störung unbrauchbar sein.

durch ein Laufwerk bewegter Teil vorhanden ist. Bei dem magnetischen Detektor von Marconi kommt hinzu der große Raum, den derselbe einnimmt, ein Nachteil, der aber bei großen festen Stationen nicht ins Gewicht fällt.

Im übrigen hängt die Anzahl der Apparate — wenn man vom Kohärer absieht, der auch in dieser Beziehung ungünstig ist — weniger von der Art des Wellenanzeigers als davon ab, was man bezweckt. Sollen die Telegramme nur telephonisch aufgenommen werden, so ist die Apparatur immer so einfach als möglich; sie wird bei allen Wellenanzeigern komplizierter, wenn auch Schreibempfang und Anruf beabsichtigt ist.

Die große Einfachheit und Empfindlichkeit des Hörempfangs ist der Grund, daß dieser die Regel, der Schreibempfang die Ausnahme geworden ist, trotzdem der Schreibempfang große Vorteile bietet. Während die Empfindlichkeit und Zuverlässigkeit beim Hörempfang sehr von psychologischen Momenten abhängt und durch äußere Geräusche stark gestört wird^{*)}²⁷⁸⁾, ist die Zuverlässigkeit des Schreibempfangs nur durch die Güte der Apparate bestimmt. Er liefert stets ein objektives Dokument des aufgenommenen Telegramms.

f. Die Möglichkeit eines Anrufs und des Schreibempfangs bildete früher einen entscheidenden Unterschied zwischen den einzelnen Wellenanzeigern. Darin ist aber eine allgemeine Wandlung der Dinge eingetreten. Die von der Ges. f. drahtl. Tel. angegebene Methode des Anrufs [169] ist wohl bei fast allen überhaupt praktisch brauchbaren Wellenanzeigern möglich. Und für den Schreibempfang stehen wohl bei allen Wellenanzeigern zwei Wege offen, das Saitengalvanometer (Lichtschreiber) und die Methode der Ges. f. drahtl. Telegr. mittels Tonverstärkers, bei der allerdings ein Tonsender Voraussetzung ist.

g. Für die Telegraphiergeschwindigkeit, die man erreicht, wenn in der Senderstation ein Taster oder Tastrelais mit der Hand betätigt wird, reichen alle Wellenanzeiger und Aufnahmeapparate aus. Bei den hohen Telegraphiergeschwindigkeiten, die man durch Verwendung von automatischen Tastern und Schnelltelegraphen-

^{*)} Auf Flugzeugen erschweren die Geräusche einen Hörempfang. Man ist deshalb bei diesen zum Teil auf den Kohärer zurückgekommen und benutzte ihn in Verbindung mit einem Relais, das den Stromkreis eines Glühlämpchens betätigt. Das kürzere oder längere Aufleuchten des Lämpchens gibt die Punkte und Striche des Morsealphabets²⁷⁸⁾. — Vielfach ist aber auch im Flugzeug erfolgreich mit Hörempfang aufgenommen worden.

apparaten im Sender erzielt [117c], kann natürlich der Metallkörnerkohärer, bei dem eine Reihe von mechanischen Apparaten hintereinander in Betrieb gesetzt werden, nicht in Betracht kommen. Ob unter den anderen praktisch brauchbaren Wellenanzeigern solche sind, bei denen man schon an die Grenze der zulässigen Telegraphiergeschwindigkeit gelangt ist, ist mir nicht bekannt.

Sehr wesentlich ist aber für die zulässige Telegraphiergeschwindigkeit der *Aufnahmeapparat* und zwar allen anderen überlegen das Saitengalvanometer (der Lichtschreiber), mit dem wohl auch alle großen Telegraphiergeschwindigkeiten*) erzielt worden sind.

*) Es sollen z. B. mit dem Schnelltelegraphenapparat von P. O. Pedersen zwischen den Poulsenstationen Lyngby und Esbjerg im Max. 300 Wörter/min. erzielt worden sein; normal sollen die Poulsenstationen mit ca. 150 Wörtern/min. arbeiten (von Cullercoats werden auf eine Entfernung von 800 km 200 Wörter/min. angegeben). Mit Marconiapparaten sind 100 Worte/min. erhalten worden; die transatlantischen Stationen sollen mit „quelques dizaines“ Wörter/min. arbeiten ²⁷⁹).

Kapitel XII.

Empfänger.

171. Die Luftleiter in Empfangsstationen.

Die Folge der elektromagnetischen Wellen, welche der Sender ausschießt, ist die, daß an der Stelle, an welcher sich der Empfänger befindet, ein elektromagnetisches Wechselfeld, unter Umständen mit Drehfeldkomponente, vorhanden ist. Bringt man also in dieses Feld einen Leiter, so werden in demselben Schwingungen erzeugt.

Als Leiter dient zu diesem Zweck stets die Antenne, welche jede Station besitzt, da sie, wie bei der gewöhnlichen Telegraphie,

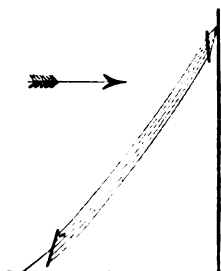


Fig. 365.

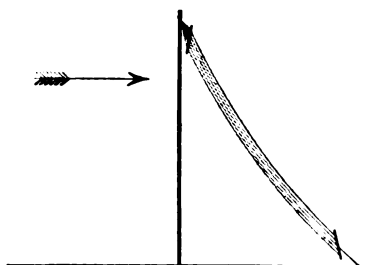


Fig. 366.

meist auch mit einem Sender ausgerüstet ist. Durch einen Umschalter wird gewöhnlich dafür gesorgt, daß man den Luftleiter nach Belieben an die Empfangs- oder an die Senderapparate anschließen kann, oder es sind Vorkehrungen getroffen, durch die automatisch stets auf „Empfangen“ geschaltet ist, wenn nicht gesandt wird²⁸⁰⁾.

Als Empfangsantennen besonderer Art sind auf den Vorschlag von O. Squier²⁸¹⁾ mit Erfolg bis auf eine Entfernung von etwa 50 km Bäume benutzt worden: man schlägt einige Meter über dem Boden einen Nagel in den Baum und schaltet zwischen ihn und die Erde den Empfangsapparat ein.

Bezüglich der Richtung des Luftleiters ist es am günstigsten, wenn sie zusammenfällt mit derjenigen Richtung, in welcher das

elektrische Feld der Senderwelle seine größte Amplitude besitzt. Das hängt von dem Boden, auf dem sich die Empfangsstation befindet, ab. In dem einen Grenzfall (Seewasser), in welchem nach 138 das Feld der Senderwellen ein vertikales Wechselfeld ist, ist bei weitem am günstigsten die vertikale Stellung der Antenne. Im anderen Grenzfall, wenn die Empfangsstation auf trockenem Boden steht, ist nach 139 ff. die Richtung, in welcher die Amplitude des elektrischen Felds ein Maximum ist, unter Umständen nicht unerheblich gegen die Vertikale geneigt. Eine Stellung der Antenne wie diejenige von Fig. 365 (Richtung des Pfeils = Fortpflanzungsrichtung der Wellen) ist also erheblich günstiger als eine vertikale Stellung oder gar diejenige von Fig. 366*).

172. Allgemeine Beziehungen für das Empfangssystem.

a. Das elektrische Feld, in welchem sich die Empfangsantenne befindet, hat eine EMK \mathcal{E} längs der Antenne zur Folge. Für diese gilt¹⁶³⁾

$$\mathcal{E} = E \cdot \alpha_2 h_2 = E \eta_2, \quad (1)$$

wenn E die Komponente der vom Sender erzeugten el. Feldstärke in der Richtung der Antenne, h_2 die tatsächliche, η_2 die wirksame Höhe der Antenne und α_2 ihren Formfaktor bezeichnet (100 c).

Diese EMK fällt also bei vorgegebenem el. Feld, d. h. bei demselben Sender, um so größer aus, je größer die Höhe und der Formfaktor der Antenne ist. In dieser Beziehung bietet also große Höhe und großer Formfaktor für den Empfang der Wellen dieselben Vorteile wie für die Aussendung derselben; und in dieser Beziehung sind stark strahlende Antennen auch für den Empfang günstig.

b. In anderer Beziehung aber bedeutet starkes Strahlungsvermögen einen Nachteil für den Empfang: sobald die Empfangsantenne in Schwingungen gerät, strahlt sie selbst auch Energie aus, und zwar unter sonst gleichen Umständen um so mehr, je größer ihr Strahlungswiderstand ist. Diese Energie ist aber für den Empfänger ein nutzloser Energieverlust: für ihn ist nur diejenige Energie wirksam, die auf den Detektor übertragen werden kann.

Die Verhältnisse²⁸²⁾ liegen für die Empfangsantenne so, wie für irgend einen Oszillator, auf den eine äußere EMK wirkt [56 und 67]. Ist er auf die Frequenz der äußeren EMK abgestimmt — das ist der praktisch allein in Betracht kommende Fall —, so werden in ihm durch die äußere EMK seine Eigenschwingungen erregt

*) Setzt man die Konstanten voraus, welche Fig. 303 (S. 303) zugrunde liegen, so würde gegenüber der Stellung der Antenne von Fig. 365 die vertikale Stellung der Antenne eine Verminderung der Amplitude um 18%, die Stellung Fig. 366 um etwa 66% zur Folge haben. — Vgl. zu den schiefen Antennen 205.

und ihre Amplitude immer mehr gesteigert, bis der Energieverbrauch des Empfängers während einer Periode = der Energie ist, die ihm von der äußeren EMK (dem Sender) während derselben zugeführt wird. Die maximale Amplitude wird also um so kleiner, je größer der Energieverbrauch und damit auch der Strahlungswiderstand der Antenne ist.

Bei ungedämpften Schwingungen gilt [67 b] für den Strom J_2 im Empfänger

$$J_2 = \frac{\mathcal{E}}{\mathfrak{R}_2},$$

wenn \mathfrak{R}_2 den Gesamt Widerstand der Empfangsantenne bezeichnet, demnach für die Wärmeentwicklung in einem Detektor vom Widerstand R_d (oder in einem Detektorkreis [175] vom äquivalenten Widerstand R_d [55 c])

$$R_d \cdot J_2^2 \text{eff} = \frac{R_d}{2(R_d + \mathfrak{R}_2')} \cdot \mathcal{E}_0^2$$

(\mathfrak{R}_2' = wirksamer Widerstand der Antenne ohne Detektor). Sind die Senderschwingungen gedämpft (Dekrement b_1), so folgt aus 70, wenn man darin b_2 ersetzt durch $\mathfrak{R}_2/2 N \mathfrak{Q}_2$ [8 d],

$$R_d \cdot J_2^2 \text{eff} = \frac{R_d}{(R_d + \mathfrak{R}_2')^2} \cdot \frac{\zeta}{4N} \cdot \frac{1}{b_1 \left(1 + \frac{b_1}{b_2}\right)} \cdot \mathcal{E}_0^2.$$

Es soll nun angenommen werden, daß die Empfangsantenne so gut konstruiert ist, daß die Energieverluste durch Joulesche Wärme in den Drähten und in der Erde gegen die Strahlungsverluste nicht in Betracht kommen. Dann ist $\mathfrak{R}_2' = \mathfrak{R}_2$.

Ferner soll der Detektorwiderstand seinen günstigsten Wert, d. h. denjenigen, für den die Wärmeentwicklung im Detektor und damit auch die Reichweite ein Maximum ist, haben. Dieser ist bei ungedämpften Schwingungen = \mathfrak{R}_2' , bei gedämpften soll er = $\tau \cdot \mathfrak{R}_2'$ gesetzt werden, worin τ für die praktisch wichtigsten Fälle etwa zwischen 1 und 2 liegt (wenn Sende- und Empfangsantenne und auch die Bodenbeschaffenheit an beiden Stellen dieselbe ist, ist $\tau = \sqrt{2} = 1,41$).

Die Wärmeentwicklung $R_d J_2^2 \text{eff}$ ist dann bei ungedämpften Schwingungen

$$= \frac{1}{8 \mathfrak{R}_2} \cdot \mathcal{E}_0^2$$

bei gedämpften

$$= \frac{\tau}{(1 + \tau)^2} \cdot \frac{1}{\mathfrak{R}_2} \cdot \frac{\zeta}{4N} \cdot \frac{1}{b_1 \left(1 + \frac{b_1}{b_2}\right)} \cdot \mathcal{E}_0^2.$$

Setzt man den Wert von \mathfrak{R}_2 aus 100 c und von \mathcal{E} aus Gl. 1 ein, so erhält man für die Wärmeentwicklung im Detektor bei ungedämpften Schwingungen

$$= \frac{1}{8 \cdot 16 \pi^2 \cdot \frac{(a_2 h_2)^2}{\lambda^2} \cdot 10^{10}} \cdot (a_2 h_2)^2 E_0^2 = \frac{1}{128 \pi^2 \cdot 10^{10}} \cdot \lambda^2 \cdot E_0^2 \text{ C.G.S.}$$

bei gedämpften Schwingungen

$$\begin{aligned} &= \frac{\tau}{(1 + \tau)^2} \cdot \frac{1}{16 \pi^2 \cdot 10^{10}} \cdot \frac{\zeta}{4N} \cdot \frac{1}{b_1 \left(1 + \frac{b_1}{b_2}\right)} \cdot \lambda^2 \cdot E_0^2 \\ &= \frac{\tau}{(1 + \tau)^2} \cdot \frac{1}{16 \pi^2 \cdot 3 \cdot 10^{20}} \cdot \frac{\zeta}{4} \cdot \frac{1}{b_1 \left(1 + \frac{b_1}{b_2}\right)} \cdot \lambda^3 E_0^2. \end{aligned}$$

Das erzielbare Maximum an Wärmeentwicklung im Detektor hängt demnach bei ungedämpften Schwingungen gar nicht, bei gedämpften Schwingungen nur sehr wenig, nämlich nur insofern als dadurch $\frac{b_1}{b_2}$ beeinflußt wird, von der Form und Höhe der Antenne ab. Es ist dagegen um so größer, je größer die Wellenlänge der Schwingung ist.

c. Die Forderung einer möglichst großen Wärmeentwicklung im Detektor muß aufgestellt werden, wenn es sich um die Erzielung einer möglichst großen Reichweite handelt. Andere Gesichtspunkte aber (Abstimmsschärfe) können die dadurch bedingte große Vermehrung des Empfängerdekrementes als unzweckmäßig erscheinen lassen. Man begnügt sich dann, um dies zu vermeiden, mit einer viel geringeren Energieabgabe an den Detektor.

Nimmt man an, daß sie so gering ist, daß $R_d \ll \Re$ ist, so wird aus den Gleichungen von **b** annähernd:

für ungedämpfte Schwingungen

$$R_d J_z^2 \text{eff} = \frac{R_d}{2 \Re^2} \cdot \epsilon_0^2$$

bzw. für gedämpfte

$$R_d J_z^2 \text{eff} = \frac{R_d}{\Re^2} \cdot \frac{\zeta}{4N} \cdot \frac{1}{b_1 \left(1 + \frac{b_1}{b_2}\right)} \cdot \epsilon_0^2 \cdot \text{C.G.S.}$$

oder für ungedämpfte Schwingungen

$$R_d J_z^2 \text{eff} = \frac{R_d}{2 (16 \pi^2 \cdot 10^{10})^2} \cdot \frac{\lambda^4}{(\alpha_2 h_2)^2} \cdot \epsilon_0^2 \cdot \text{C.G.S.}$$

bzw. für gedämpfte

$$= \frac{R_d}{(16 \pi^2 \cdot 10^{10})^2} \cdot \frac{\zeta}{4 \cdot 3 \cdot 10^{10}} \cdot \frac{1}{b_1 \left(1 + \frac{b_1}{b_2}\right)} \cdot \frac{\lambda^5}{(\alpha_2 h_2)^2} \cdot \epsilon_0^2 \cdot \text{C.G.S.}$$

In diesem Fall also ist eine Antenne von niederer Höhe und niederem Formfaktor erheblich im Vorteil und die Bedeutung der großen Wellenlänge tritt noch mehr hervor (R. R ü d e n b e r g¹⁶³).

d. Zu bedenken ist allerdings, daß man sowohl in dem eben besprochenen Fall als in demjenigen von **b** von dem Einfluß der Wellenlänge ein unvollständiges Bild erhält, wenn man einseitig den Empfänger betrachtet. Zieht man auch den Einfluß auf den Sender bei, so erhält man ein anderes Bild.

Nach 138 c bzw. S. 299 Fußnote ist

$$E_0 = 12 \pi \cdot 10^{10} \frac{\alpha_1 h_1}{\lambda} \cdot \frac{e^{-\beta r}}{r} J_{10}^*).$$

*) α_1 = Formfaktor, h_1 = Höhe der Senderantenne, β = Absorptionskoeffizient [139 b] + Zerstreuungskoeffizient [140 b], J_{10} Stromamplitude am Fußpunkt der Senderantenne.

Setzt man diesen Wert in die Gleichungen oben ein, so erhält man die Wärmeentwicklung im Falle maximaler Reichweite ($R_d = \Re_y$ bzw. $R_d = \tau \cdot \Re_y$) bei ungedämpften Schwingungen

$$= \frac{9}{8} \cdot 10^{10} \cdot (\alpha_1 h_1)^2 \cdot \frac{e^{-2\beta r}}{r^2} J_{10}^2$$

bzw. für gedämpfte

$$= \frac{\tau}{(1+\tau)^2} \cdot 3 \cdot \frac{\zeta}{4} \cdot \frac{1}{b_1 \left(1 + \frac{b_1}{b_2}\right)} \cdot (\alpha_1 h_1)^2 \cdot \frac{e^{-2\beta r}}{r^2} \lambda J_{10}^2$$

im Falle möglichst guter Abstimmungsschärfe ($R_d \ll \Re_y$)

bei ungedämpften Schwingungen

$$= \left(\frac{3}{4\pi}\right)^2 \cdot \frac{R_d}{2} \cdot \left(\frac{\alpha_1 h_1}{\alpha_2 h_2}\right)^2 \cdot \lambda^2 \cdot \frac{e^{-2\beta r}}{r^2} \cdot J_{10}^2$$

bzw. bei gedämpften

$$= \left(\frac{3}{4\pi}\right)^2 \cdot R_d \cdot \left(\frac{\alpha_1 h_1}{\alpha_2 h_2}\right)^2 \cdot \frac{\zeta}{4 \cdot 3 \cdot 10^{10}} \cdot \frac{1}{b_1 \left(1 + \frac{b_1}{b_2}\right)} \cdot \lambda^3 \cdot \frac{e^{-2\beta r}}{r^2} J_{10}^2.$$

Im ersten Falle (maximale Reichweite) äußert sich bei ungedämpften Schwingungen große Wellenlänge nur insofern, als sie die Absorption [139 f] und Zerstreuung [140] günstig beeinflusst.

Im zweiten Fall (maximale Abstimmungsschärfe) bietet dagegen die größere Wellenlänge auch abgesehen davon erhebliche Vorteile. Im zweiten Falle würde außerdem die Kombination einer stark strahlenden Senderantenne mit einer schwach strahlenden Empfangsantenne erheblich günstiger sein, als die Verwendung von zwei gleichen Antennen.

e. Nach d ist bei gedämpften Schwingungen und konstanter Frequenz der Stromeffekt im Empfänger $\propto \frac{J_{10}^2}{b_1 \left(1 + \frac{b_1}{b_2}\right)}$. Der Stromeffekt

$J_{1\text{eff}}^2$ am Fußpunkt der Senderantenne ist $\propto \frac{J_{10}^2}{b_1}$. Demnach ist der

Stromeffekt im Empfänger $\propto \frac{J_{1\text{eff}}^2}{1 + \frac{b_1}{b_2}}$.

Daraus folgt für Fernversuche: Wenn man die Versuche „unter denselben Bedingungen“ machen will, so ist notwendig zu kontrollieren sowohl, daß der Stromeffekt am Fußpunkt der Senderantenne, als auch, daß das Dekrement der Senderschwingungen konstant bleibt. Es genügt nicht, den Stromeffekt am Fußpunkt der Senderantenne konstant zu halten.

§ 1. Der ursprüngliche Marconi-Empfänger.

173. Die erste Anordnung.

a. Die einfache Anordnung, die Marconi bei seinen ersten Versuchen erfolgreich benutzt hat, ist diejenige von Fig. 367. Sie ist genau das Gegenstück zum ursprünglichen Sender Fig. 209: an der Stelle der Funkenstrecke sitzt der Wellenanzeiger, bei dem ursprünglichen Empfangsapparat Marconis ein Metallkörner-Kohärer.

Diese Anordnung würde auch dann, wenn statt des Kohäfers z. B. ein Thermodetektor mit sehr hohem Widerstand eingeschaltet wäre, den prinzipiellen Mangel haben, daß der Widerstand des Empfängers und damit auch das Dekrement der Empfängerantenne viel zu groß wird. Die Beziehungen von 172 geben für diesen Fall*), bei dem also $R_d \ll R_2'$ ist, annähernd:

bei ungedämpften Schwingungen

$$R_d J_{\text{eff}}^2 = \frac{1}{2 R_d} \cdot \xi_0^2$$

bei gedämpften Schwingungen

$$R_d J_{\text{eff}}^2 = \frac{1}{R_d} \cdot \frac{\zeta}{4 N} \cdot \frac{1}{|\beta_1|} \cdot \xi_0^2,$$

d. h. also eine um so geringere Wärmeentwicklung im Detektor¹, je größer sein Widerstand ist.

Beim Metallkörnerkohärer kommt aber zu seinem großen Widerstand noch hinzu, daß er in unerregtem Zustand eine Art Kapazität, im erregten einen sehr hohen Widerstand darstellt. Entweder im einen oder im anderen Fall kann also die Empfangsantenne auf den Sender nicht abgestimmt sein.

Außer diesem Mangel besaß die Anordnung Fig. 367 auch den Nachteil, daß sie in hohem Maß atmosphärischen Störungen ausgesetzt war. Es genügte, wenn der oberhalb des Kohäfers befindliche und durch ihn vom Boden isolierte Teil

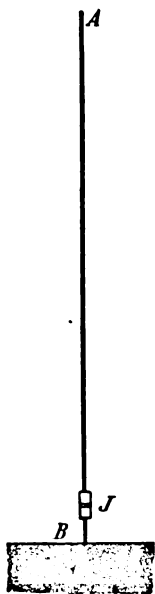


Fig. 367.

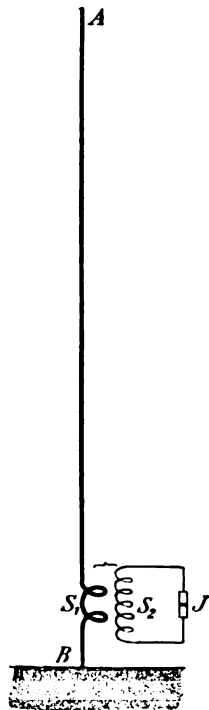


Fig. 368.

*) Vorausgesetzt, daß überhaupt noch Eigenschwingungen der Antenne möglich sind.

der Antenne nur eine geringe statische Ladung bekam, um seine Spannung gegen die Erde so weit zu steigern, daß der Kohärer durchschlagen und dadurch erregt wurde.

174. Der Marconische Transformator.

Dieser letztere Mangel war hauptsächlich der Grund, der Marconi schon sehr früh veranlaßte, den Kohärer aus dem Luftleiter zu entfernen.

Dafür fügte er eine Spule S_1 ein, ließ sie auf eine Spule S_2 mit viel mehr Windungen induzieren und schloß an die Enden dieser Spule den Kohärer an (Fig. 368*). Der aus diesen beiden Spulen gebildete Transformator ($S_1 S_2$) führte den Namen „Jigger“.

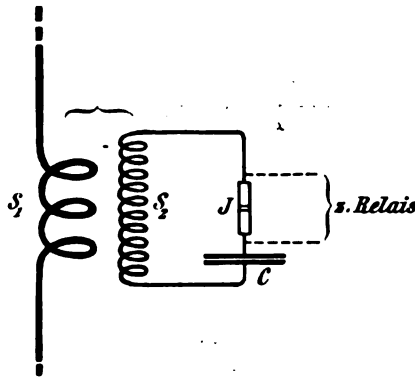


Fig. 369.

a. Bei dieser Schaltung können nicht nur statische Ladungen der Antenne sofort in die Erde abfließen, sondern die Dämpfung der Antenne besitzt nun auch während der Zeit, während welcher der Kohärer nicht erregt ist, wenigstens annähernd ihren normalen, durch den Kohärer nicht beeinflussten Wert. Infolge davon kann die Amplitude der Antennenschwingungen bis zu einem erheblichen Werte ansteigen. Wird währenddessen der Kohärer durch die in S_2 induzierten Schwingungen erregt, so wird das System $S_2 + \text{Kohärer}$ nun zu einem geschlossenen Stromkreis. Es wird nun ein großer Teil der in der Antenne angesammelten Energie auf den Stromkreis $S_2 J$ übertragen und durch die Wärmeentwicklung im Kohärer dessen Widerstand so weit herabgedrückt, daß das Relais ansprechen kann.

b. Dazu kommt ein weiterer Punkt. Solange der Kohärer in dem Luftleiter sich befand, boten Mehrfachantennen gegenüber einer Ein-

*) Vgl. aber das unter c Gesagte.

fachantenne keinen Vorteil. Die Spannung zwischen den Polen des Kohärrers wurde durch Verwendung mehrerer statt eines einzigen Luftdrahts auch nicht größer, und die bei der Mehrfachantenne zu erzielende größere Stromamplitude nützte für den Kohärer wenigstens nicht viel. Nun aber konnte man die größere Stromamplitude der Mehrfachantenne nutzbringend verwenden: man konnte sie dazu benutzen, um durch Transformation sehr viel höhere Spannungamplituden zwischen

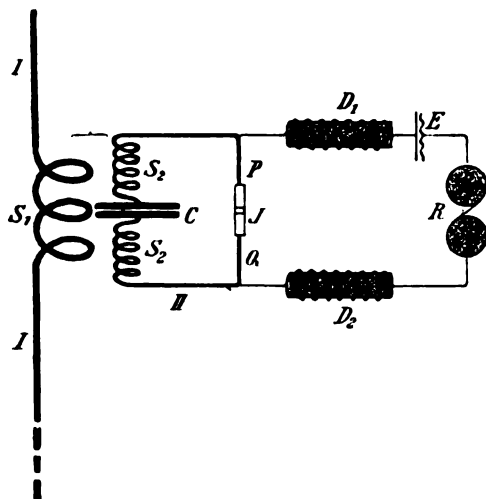


Fig. 370.

den Polen des Kohärrers herzustellen, als man sie in der Antenne selbst bekommen hätte.

Erreicht werden diese Vorteile freilich nur dann, wenn sowohl die Antenne auf die Schwingungen des Senders, als das Sekundärsystem ($S_2 + \text{Kohärer}$ in un-erregtem Zustand) auf die Antenne *) abgestimmt ist. Daß gerade diese Bedingung erfüllt sein muß, ist wohl zur Zeit, als die Anordnung eingeführt wurde, noch nicht erkannt worden; daß aber die ganze Einrichtung nur gut wirkt, wenn ganz bestimmte Bedingungen erfüllt sind, hat Marconi sofort erkannt und immer betont. Man genügte diesen Bedingungen dadurch, daß man die günstigste Form des Transformators, d. h. tatsächlich wohl in erster Linie die Frequenz des Primär- und Sekundärsystems (eventuell auch Koppelungsgrad) für jede Station einfach ausprobierte.

c. In der Form von Fig. 368 ist die besprochene Anordnung praktisch noch nicht zu gebrauchen. Durch die Spule S_2 würde der Relaisstromkreis (vgl. Fig. 359, S. 353) auch dann geschlossen werden, wenn der Kohärer nicht leitend ist. Es wird dies vermieden durch

*) Auf das letztere kam es nicht genau an, da die Koppelung eine sehr feste war.

das Einschalten eines Sperrkondensators C (Fig. 369 oder Fig. 370). Er ist auf die Schwingungen ohne merkbaren Einfluß, wenn seine Kapazität genügend groß ist [30 c bzw. 41 c].

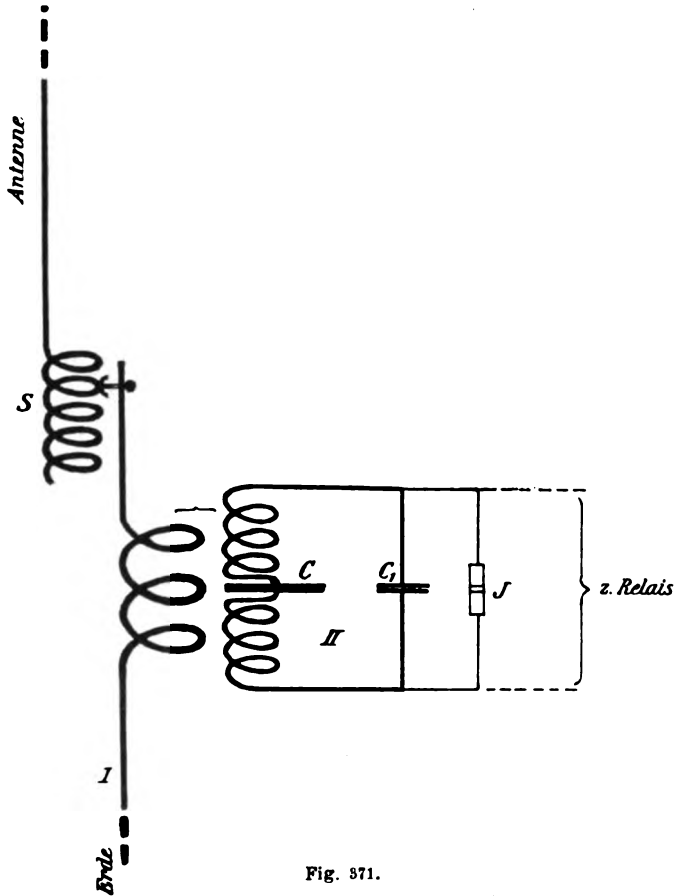


Fig. 371.

§ 2. Empfänger für abgestimmte Telegraphie mit gedämpften Schwingungen.

Der Hauptzweck der abgestimmten Telegraphie ist der, zu erreichen, daß der Empfänger nur auf Wellen von einer ganz bestimmten Frequenz (bzw. Wellenlänge) anspricht, auf Wellen anderer Frequenz überhaupt nicht oder wenigstens in sehr viel geringerem Maße*).

*) Schon durch die Anordnung Fig. 366 bzw. 370 muß sich dies bis zu einem gewissen Grade erreichen lassen, wenn man die Koppelung zwischen S_1 und S_2 lockert [180 d]; diese Schaltung ist von Marconi auch tatsächlich für abgestimmte Telegraphie verwendet worden.

Die Lösung dieser Aufgabe ist eine verschiedene, je nachdem die Empfangsantenne schwach oder stark gedämpft ist.

175. Empfänger für stark gedämpfte Empfangsantenne.

Die Empfänger dieser Art sind alle so gebaut, daß mit der Antenne als Primärsystem ein schwach gedämpftes Sekundärsystem gekoppelt wurde. Der Detektor kann an das Sekundärsystem oder einen mit dem Sekundärsystem gekoppelten Kondensatorkreis angeschlossen sein oder in einem geschlossenen Kreis (*Detektorkreis*) liegen, der mit dem Sekundärsystem gekoppelt ist.

Alle Systeme werden auf die Senderschwingungen und damit auch untereinander abgestimmt.

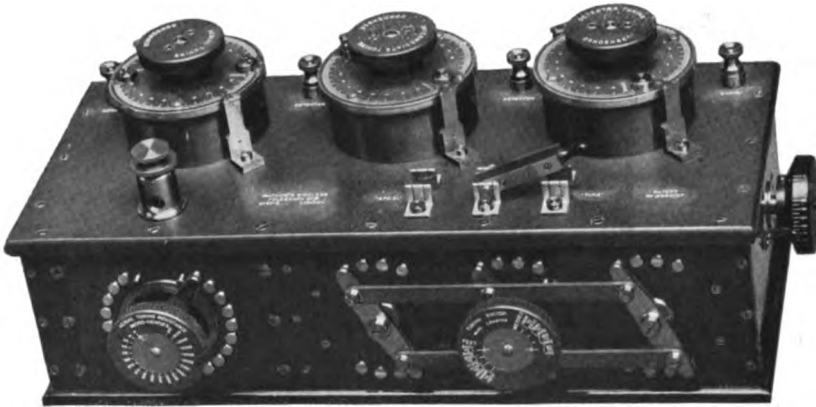


Fig. 372*).

Von den verschiedenen Anordnungen, die im Gebrauch sind oder waren und sich voneinander prinzipiell zum Teil sehr wenig unterscheiden, mögen die folgenden erwähnt werden.

a. Sekundärsystem ein Kondensatorkreis; Koppelung mit dem Luftleiter induktiv.

Diese Schaltung ist von Marconi benutzt und mit ihr zum ersten Male die Möglichkeit einer abgestimmten Telegraphie nachgewiesen worden**).

*) Ich verdanke die Abbildung der Marconi wireless Telegraph Co.

**) Die erste Anordnung, für die abgestimmte Telegraphie vorgeschlagen wurde, ist wohl diejenige von O. Lodge (engl. Patent 11 575 von 1897; Anmeldung 10. Mai 1897). In derselben sind die Bedingungen, denen eine Anordnung für abgestimmte Telegraphie zu genügen hat, zum Teil klar ausgesprochen. Praktische Erfolge hat aber wohl Lodge nicht erreicht, ehe Marconi seine ersten erfolgreichen Versuche mit abgestimmter Telegraphie gemacht hat.

Sie ist in Fig. 371 schematisch abgebildet. Der Kondensator C dient als Sperrkondensator; da er sehr viel größere Kapazität hat als der Kondensator C_1 , an dessen Belegungen der Kohärer F angeschaltet ist, so bestimmt der letztere (eventuell zusammen mit dem nebengeschalteten Kohärer) die Frequenz des Kondensatorkreises [4 b].

In neuerer Zeit verwendet die Marconigesellschaft bei ihren technischen Stationen einen besonderen Detektorkreis als Tertiärsystem. Ein Empfangsapparat der Marconigesellschaft, sog. „Multiple tuning apparatus“, der, wie es scheint, einen normalen Bestandteil der Marconistationen bildet, ist in Fig. 372 abgebildet. Der Drehkondensator oben links und die in Stufen variable Selbstinduktion links unten dienen zur Abstimmung des Luftleiters. Der Drehkondensator in der Mitte gehört zum Sekundärsystem (Zwischenkreis), der Drehkondensator oben rechts zum Detektorkreis. Die Selbstinduktionsspulen dieser beiden Kreise werden gleichzeitig auf die einander entsprechenden Stufen eingestellt.

b. Sekundärsysteme in Kondensatorkreis; Koppelung zwischen Luftleiter und Kondensatorkreis direkt.

Im Gebrauch war diese Schaltung bei Lodge und Muirhead²⁸³⁾ und bei der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (vgl. die schematische Fig. 373), und zwar einerseits für die Schlömilchzelle und anderseits für den Körnerkohärer, wenn besonders scharfe Abstimmung erzielt werden soll.

Für den letzteren benutzte die Ges. f. drahtl. Tel. nach dem Vorschlage von F. Braun²⁸⁴⁾ einen besonderen tertiären Kondensatorkreis (Fig. 373 III); der wirksame Kondensator in demselben ist C_2 , der Kondensator C von sehr großer Kapazität ist Sperrkondensator.

Eine Empfangsstation der Ges. f. drahtl. Tel. für Thermodetektor ebenfalls nach diesem Prinzip zeigt Fig. 374. Die Spule (I + II Fig. 373) ist in zwei Teile geteilt. Ein Teil (in Fig. 374 mit einer großen 4 bezeichnet) induziert auf den Kondensatorkreis III (Fig. 373) mit Thermodetektor, der andere Teil (in Fig. 374 rechts oben, eine Zuleitung mit E bezeichnet) besteht aus einer Spule mit variablem Selbstinduktionskoeffizienten (R e n d a h l'sches Variometer). Die Kondensatoren (P Fig. 374 = C_1 Fig. 373 und S Fig. 374 = C_2 Fig. 373) sind Drehkondensatoren.

Die Schaltung Fig. 373 kann sehr verschieden wirken, je nachdem die Selbstinduktion I und II klein oder groß ist gegen die übrige wirksame Selbstinduktion der Antenne und der in dieselbe eingeschalteten Verlängerungsspulen. Im ersten Fall wird man, wie es oben geschehen ist, als Primärsystem auffassen: Luftleiter — Spule I + II — Erdleitung, als Sekundärsystem den Kondensatorkreis (C_1 , I + II). Im zweiten Fall handelt es sich um eine Anwendung der in 98 b besprochenen Schwung-

rad-Schaltung für den Empfänger. Das Primärsystem des Empfängers besteht dann im wesentlichen aus dem Kondensatorkreis, dessen Selbstinduktion durch die Spule I + II (Fig. 373), dessen Kapazität durch den Kondensator C_1 und den dazu parallel geschalteten Kondensator Antenne-Erde gebildet wird.

c. Sekundärsystem: eine Spule.

Mit dieser Anordnung, bei der die Eigenschwingungen von Spulen

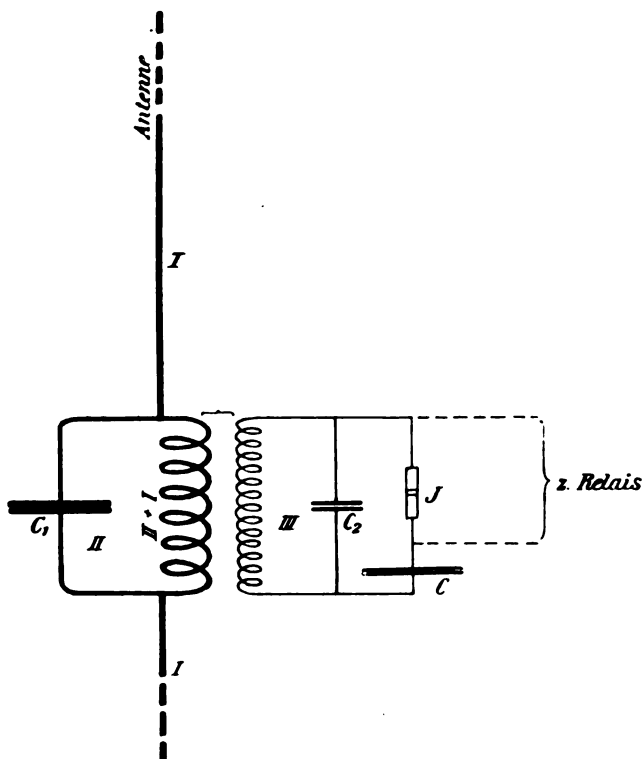


Fig. 373.

[23], nicht diejenigen von Kondensatorkreisen ausgenutzt werden, ist es bald nach Marconi A. Slaby und Graf v. Arco gelungen, eine abgestimmte Telegraphie zu erreichen. Sie wird jetzt nicht mehr benutzt.

176. Empfänger für schwach gedämpfte Antennen.

Wenn die Empfangsantenne schon so wenig gedämpft ist, daß ihr Dekrement von demjenigen eines gut gebauten Kondensatorkreises ohne Funkenstrecke sich nicht mehr viel unterscheidet, so bietet die Ver-

wendung eines Kondensatorkreises als Sekundärsystem längst nicht mehr dieselben Vorteile wie bei einer stark gedämpften Antenne [180 d].

Man koppelt deshalb in diesem Fall, der bei Stationen für Löschfunktensender stets vorliegt, die Antenne unmittelbar mit einem ge-

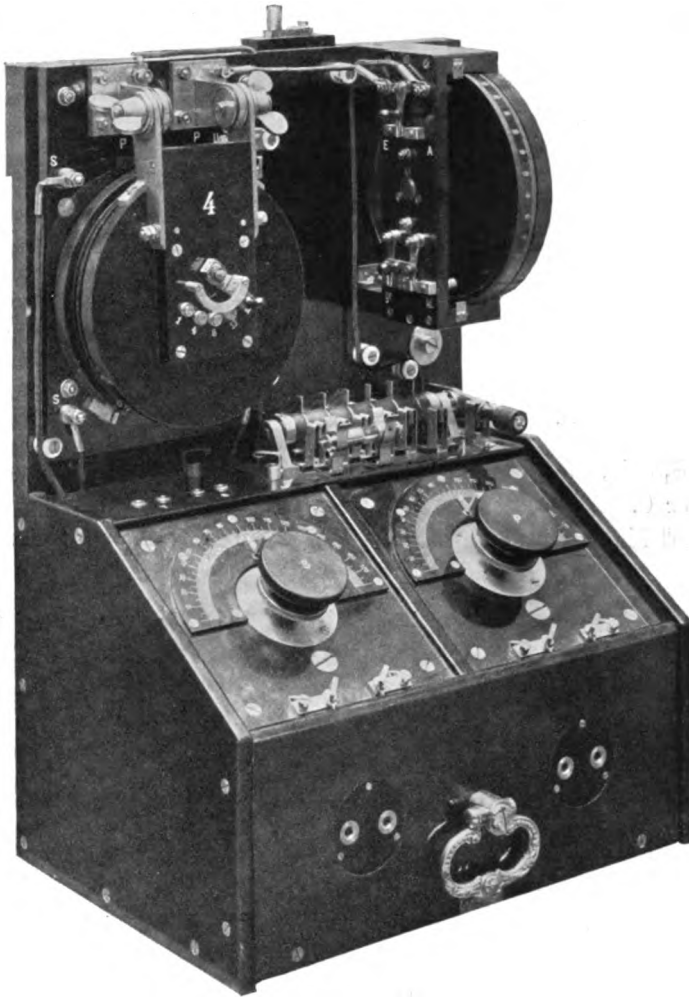


Fig. 374.

*)

schlossenen Detektorkreis²⁸⁵), in welchen der Detektor eingeschaltet ist (Fig. 375)*). Die Koppelung kann eine induktive (Fig. 375) oder direkte (Fig. 378) sein.

*) Der Kondensator C' ist ein solcher sehr großer Kapazität, der nur als Sperrkondensator für den vom Detektor gelieferten Gleichstrom dient.

Die Ges. f. drahtl. Tel.¹⁶⁰⁾ hat diese Schaltung für Sender, die normalerweise mit zwei Wellenlängen arbeiten können, in folgender Weise ausgebildet. In die Empfangsantenne ist stets eingeschaltet eine

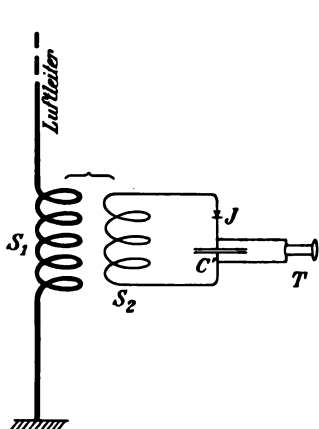


Fig. 875.

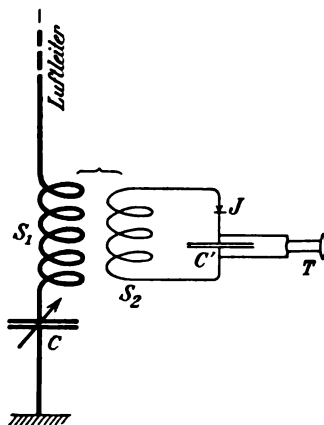


Fig. 876.

Spule S_1 (Fig. 376 u. 377); außerdem enthält der Empfänger einen Kondensator C . Arbeitet nun der Sender mit der kurzen Welle, so werden S_1 und C hintereinander geschaltet (Fig. 376), arbeitet er mit der langen

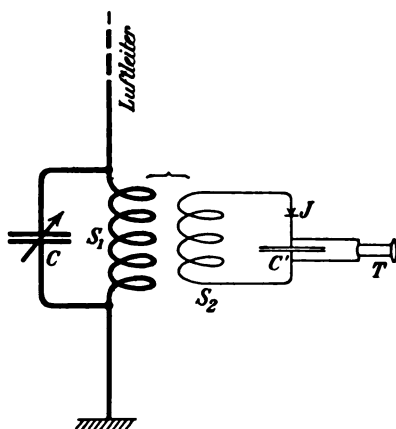


Fig. 877.

Welle, so werden sie parallel geschaltet (Fig. 377): die Schaltung ist in dem letzten Falle wie die Schwungradschaltung [98 b] aufzufassen. Ein ausgeführter Empfangsapparat nach diesem Prinzip, der sich durch große Einfachheit auszeichnet, ist in Fig. 236 rechts (mit 33 bezeichnet) zu sehen: der Kondensator C ist als Drehkondensator ausgebildet, damit

stets die Empfangsantenne genau auf die Senderschwingungen abgestimmt werden kann. Auch die Stationen von Fig. 237 u. 238 enthalten einen solchen Empfangsapparat.

177. Abstimmung des Empfängers bei zweiwelligem Sender.

In 175 und 176 war stillschweigend vorausgesetzt, daß der Sender eine Welle von einer einzigen Wellenlänge liefert. Das trifft zu beim Wienschen Sender, beim Braunschen aber nur dann, wenn die Koppelung zwischen Primär- und Sekundärsystem ganz lose ist.

Wenn dagegen das Primär- und Sekundärsystem des Braunschen Senders nicht sehr lose gekoppelt werden, so erhält man zwei Wellen von verschiedener Wellenlänge. Es erhebt sich also die Frage: Welche Wellenlänge soll man dem Empfänger geben? ^{285a)}

Die Frage ist aus zwei Gründen berechtigt.

a. Man kann sich fragen: Auf welche der beiden Wellen soll der Empfänger abgestimmt werden, auf diejenige mit der größeren oder diejenige mit der kürzeren Wellenlänge?

Die Gründe, welche für eine Abstimmung auf die Welle mit der kürzeren Wellenlänge (höheren Frequenz) sprechen, sind in 106 a besprochen worden. Auf der anderen Seite steht die Tatsache, daß diese Welle bei Tag stärker absorbiert wird als die Welle mit der größeren Wellenlänge [139 f], ferner daß für die Energieausnutzung im Empfänger die größere Wellenlänge vorteilhafter ist [172 b]. Tatsächlich wird in der Praxis, soweit mir bekannt ist, immer auf die kürzere Welle abgestimmt.

b. Es kann zweifelhaft sein, ob es überhaupt am günstigsten ist, wenn der Empfänger genau die Frequenz der Welle hat, auf die er reagieren soll.

Würde der Empfänger aus einem einzigen wenig gedämpften System bestehen, so müßte [87 a] eine ganz bestimmte kleine Verstimmung zwischen dem Empfänger und den Senderschwingungen günstiger sein, wenigstens in dem Fall, daß der Sender ziemlich lose gekoppelt ist, seine beiden Schwingungen sich also nicht viel in der Frequenz unterscheiden. Daß dasselbe auch dann noch gilt, wenn der Empfänger nicht aus einem einzigen, sondern aus zwei oder drei lose miteinander gekoppelten Systemen besteht, ist sehr wahrscheinlich. Es ist also nicht ausgeschlossen, daß bei einem nicht sehr fest gekoppelten Sender eine kleine Verstimmung vorteilhafter ist oder, richtiger gesagt, daß gut einregulierte Empfangsstationen tatsächlich mit einer kleinen Verstimmung arbeiten.

178. Regulierung der Energieabgabe an den Wellenanzeiger.

Nach 172 ist es für die Wärmeentwicklung im Wellenanzeiger und damit für die Reichweite von großer Bedeutung, daß die Energie-

abgabe an denselben in einem ganz bestimmten Verhältnis zu den Energieverlusten des Empfängers steht. Andererseits führt die Forderung möglichst

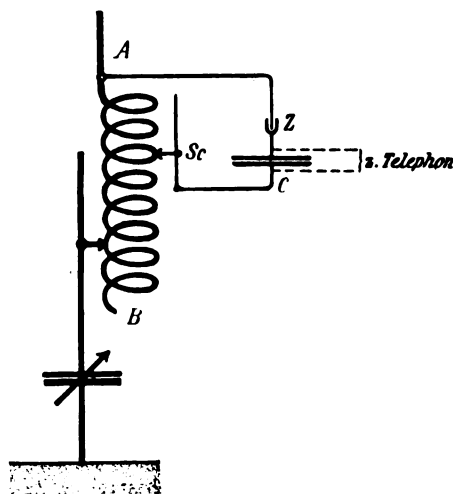


Fig. 378.

großer Abstimmsschärfe [180] auf die Bedingung möglichst geringer Dämpfung und dadurch auch möglichst geringer Energieabgabe an den Wellenanzeiger. Man wird also versuchen, entweder der

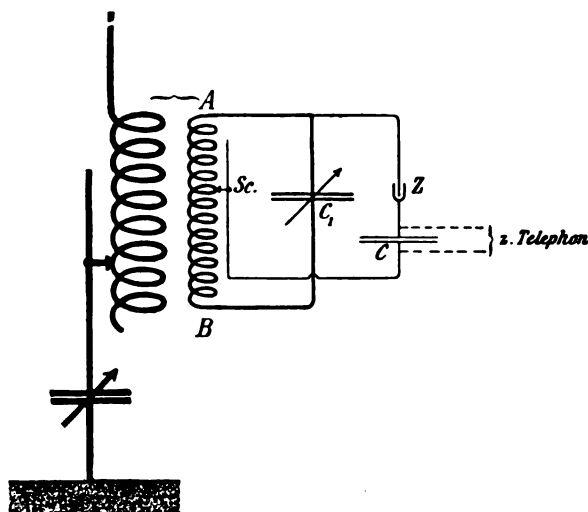


Fig. 379.

ersten oder der zweiten Bedingung nachzukommen, je nachdem man mehr Wert auf große Reichweite oder auf möglichst scharfe Abstimmung legt. Oder man wird einen Kompromiß zwischen beiden Be-

dingungen schließen: man wird die Energieabgabe an den Wellenanzeiger so einregulieren, daß man eine gute Wirkung auf denselben erzielt, ohne daß die Abstimmsschärfe unter den praktisch notwendigen Wert sinkt.

Die Einrichtung, durch welche man die Energieabgabe an den Wellenanzeiger auf den beabsichtigten Wert einstellen kann, besteht in der verschieden starken Koppelung des Detektorkreises mit der Antenne bzw. mit dem Sekundärsystem des Empfängers.

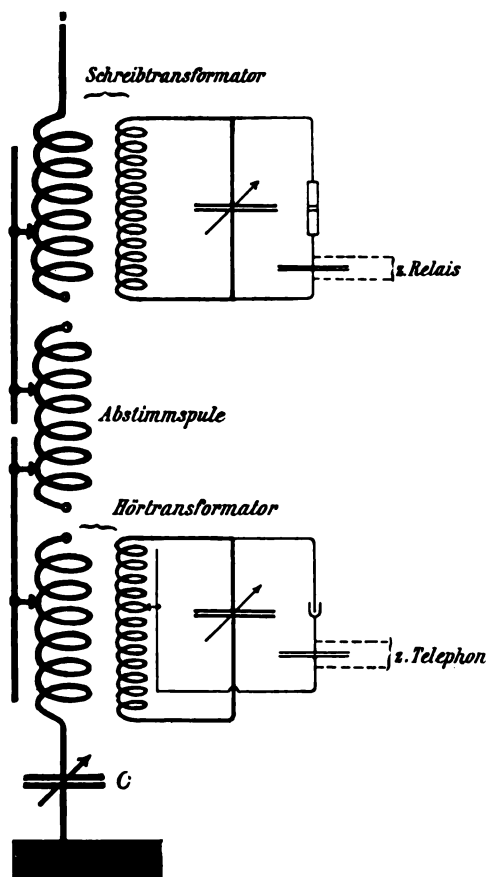


Fig. 380.



Fig. 381. 82)

Die Fig. 378 und 379*) zeigen eine solche Schaltung für galvanische Koppelung des Detektorkreises**), und zwar Fig. 378 mit der Antenne

*) Man kann diese Schaltung natürlich auch so auffassen, daß es sich um eine Stromverzweigung zwischen der Selbstinduktion A-Sc und dem Detektor Z mit seinem Sperrkondensator C handelt.

**) Schaltungen, welche die Ges. f. drahtl. Tel. für den elektrolytischen Detektor im Gebrauch hatte. — C = Sperrkondensator.

unmittelbar, Fig. 379 mit dem Sekundärsystem ABC_1 des Empfängers. Der Schleifkontakt Sc gestattet die Koppelung zu ändern. Wird der

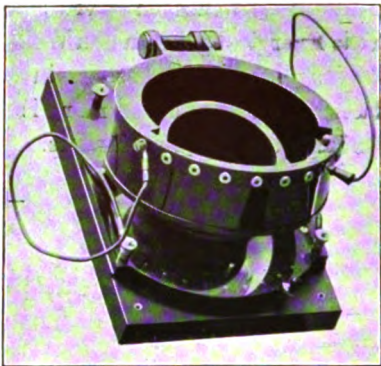


Fig. 382.

82)



Fig. 383.

82)

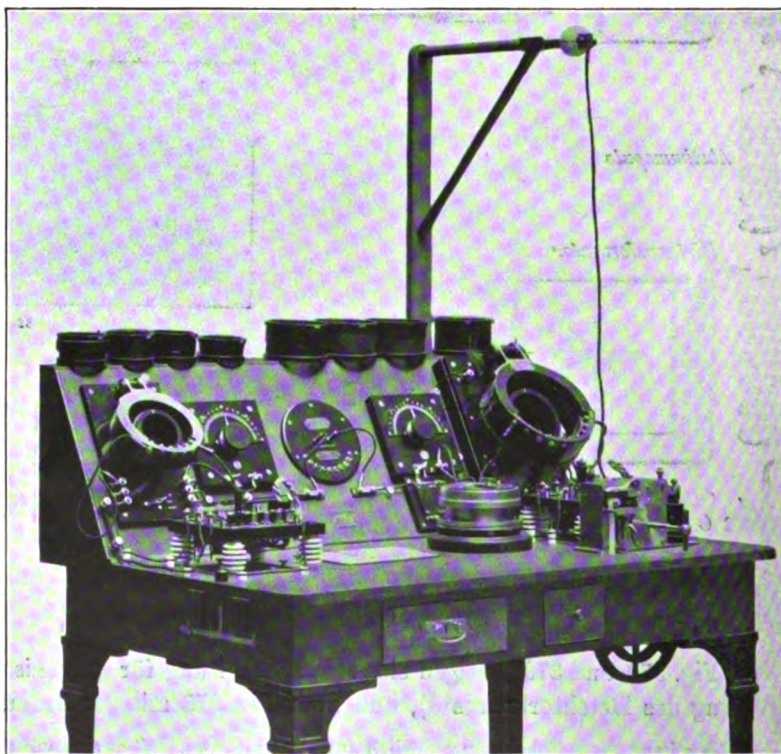


Fig. 384.

82)

Teil A-Sc der Spule A B vergrößert (bzw. verkleinert), so wird der durch den Detektor Z gehende Strom und damit auch die Wirkung auf den

Detektor verstärkt (bzw. geschwächt), aber auch die Dämpfung erhöht (bzw. verkleinert).

Für induktive Koppelung des Detektorkreises sind die Schaltungen Fig. 375—377 verwendbar, wenn die Koppelung zwischen S_1 und S_2 variabel ist [54].

179. Empfänger für zwei verschiedene Detektoren.

Auf den Empfangsstationen, auf denen zwei verschiedene Wellenanzeiger (etwa der eine für Hörempfang, der andere für Anruf oder Schreibempfang verwendet werden sollen, genügt es im allgemeinen nicht, durch einen Umschalter die beiden Wellenanzeiger mit ihren Hilfsapparaten auswechselbar zu machen. Abgesehen davon, daß in diesem Falle eine gleichzeitige Aufnahme der Telegramme mit beiden Wellenanzeigern nicht möglich wäre, empfiehlt es sich, für beide Wellenanzeiger je ein besonderes Sekundärsystem den Bedürfnissen des betreffenden Wellenanzeigers anzupassen.

Als Beispiel für eine solche Anordnung möge diejenige dienen, welche die Ges. f. drahtl. Tel. für diesen Zweck früher benutzte. Sie ist in Fig. 380 wiedergegeben und wohl ohne weiteres verständlich; die „*Abstimmspule*“ und der variable Kondensator C dienen zum Abstimmen des Luftleiters. Die technische Ausführung der Abstimmspule und des „*Schreib-*“ und „*Hörtransformators*“ ist aus den photographischen Abbildungen Fig. 381 (Abstimmspule) und 382 und 383 zu sehen; die Transformatoren sind so eingerichtet, daß die Koppelung zwischen Primär- und Sekundärspule variiert werden kann. Die Anordnung des ganzen Empfangsapparats ist in Fig. 384 abgebildet.

180. Die Abstimmsschärfe.

Wird die Frequenz des Senders variiert, so ändert sich auch die Wirkung auf einen bestimmten Empfänger. Es möge im Empfänger als Wellenanzeiger ein thermischer (z. B. ein Thermoelement) sich befinden. Die Ausschläge eines damit verbundenen Galvanometers, die proportional dem Stromeffekt im Detektor sein mögen, sollen als Ordinaten, die dazu gehörigen Frequenzen des Senders als Abszissen aufgetragen werden. Man erhält dann als „*Resonanzkurve des Empfängers*“ Kurven der Art wie die stark ausgezogene in Fig. 385; die Wirkung ist ein Maximum bei einer gewissen Frequenz N_0 des Senders. Besitzt der Sender diese Frequenz, so heißt er „abgestimmt“, andernfalls „verstimmt“.

Denkt man sich nun statt des Galvanometers ein Relais eingeschaltet, so wird dasselbe bei einer gewissen Stromstärke nicht mehr ansprechen. Nehmen wir z. B. unter den Verhältnissen der stark ausgezogenen Kurve von Fig. 385 an, der Strom bei Abstimmung sei $\frac{1}{10}$ Milliampere, das Relais brauche mindestens $\frac{1}{30}$ Milliampere, so wird das Relais nicht mehr ansprechen bei einer Frequenz des Senders, die kleiner ist als $0,967 N_0$ oder größer als $1,033 N_0$, d. h. bei einer Verstimmung des Senders um 3,3 %. Man bezeichnet dann 3,3 % als die „*notwendige Verstimmung*“. Augenscheinlich ist die „*Abstimmsschärfe*“ um so größer, je kleiner die notwendige Verstimmung ist*).

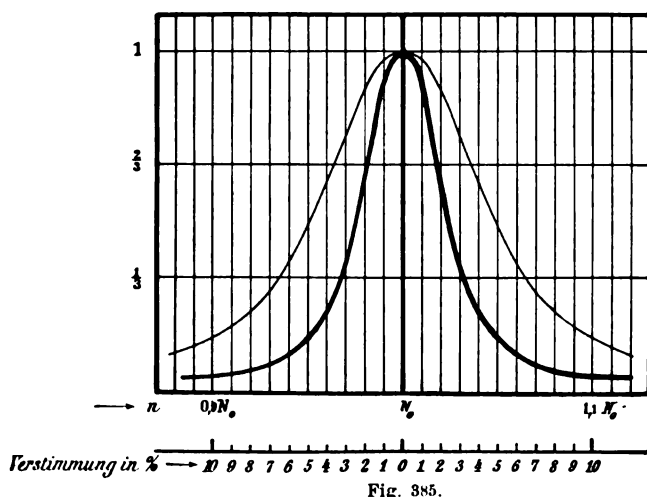


Fig. 385.

a. Die Abstimmsschärfe hängt von zweierlei ab:

1. vom Verlauf der Resonanzkurve (Fig. 385) und damit von der Resonanzschärfe [70 c],
2. vom Sicherheitskoeffizienten [130] der Stationen.

Wie die Abstimmsschärfe von der Form der Resonanzkurve abhängt, zeigt Fig. 385 unmittelbar. Je steiler die Resonanzkurve verläuft und je größer demnach die Resonanzschärfe ist, um so größer ist auch die Abstimmsschärfe. Wäre z. B. die Resonanzkurve die flachere schwach ausgezogene Kurve von Fig. 385, so würde unter den Bedingungen, wie sie oben vorausgesetzt wurden, die notwendige Verstimmung etwa 6,5 %, die Abstimmsschärfe also sehr viel kleiner sein.

*) Als Maß für die Abstimmsschärfe dient am besten der reziproke Wert der notwendigen Verstimmung.

Die Abstimmungsschärfe ist aber nicht allein dadurch bestimmt. Damit das Relais anspreche, war nach den oben gemachten Annahmen nötig, daß es $\frac{1}{30}$ Milliampere Strom bekam. Bei Abstimmung, d. h. bei dem normalen Betrieb der Station, erhält es $\frac{1}{10}$ Milliampere. Die Stationen arbeiten also mit einem Sicherheitskoeffizienten $\sqrt{3}$. Wenn die Stationen mit einem kleineren Sicherheitskoeffizienten, z. B. $\sqrt{1,5}$, arbeiteten, so würde unter den Bedingungen der stark ausgezogenen Kurve von Fig. 385 schon bei einer Verstimmung von ca. 2 % das Relais nicht mehr ansprechen, die Abstimmungsschärfe würde viel größer sein.

Praktisch folgt aus dem Gesagten, daß man gegenüber Rekordversuchen, die eine sehr große Abstimmungsschärfe ergeben sollen, äußerst vorsichtig sein muß. Reguliert man den Empfänger so ein, daß er bei Abstimmung eben anspricht, so genügt schon die geringste Verstimmung, um ein Ansprechen zu verhindern. Die Abstimmungsschärfe scheint ausgezeichnet und ist es auch, aber die Station ist auch völlig ungeeignet für einen normalen Betrieb.

b. Was den Verlauf der Resonanzkurve betrifft, so bestimmt sich dieser sehr einfach beim Empfänger ohne sekundären Kondensatorkreis, wie er für schwach gedämpfte Antennen verwendet wird.

Wenn hier die Bedingungen im Detektorkreis derartig sind, daß der Stromeffekt in ihm demjenigen in der Antenne proportional ist [55 b], so ist die Resonanzkurve genau dieselbe, die nach 70 bzw. 74 einem Primärsystem vom Dekrement b_1 des Senders und einem Dekrement b_2 der Empfangsantenne entspricht und demnach durch die Summe der Dekremente von Sender- und Empfangsantenne bestimmt ist. Dabei hängt das Dekrement der Empfangsantenne natürlich auch von der Energieabgabe an den Detektor ab.

Die Resonanzschärfe und damit auch Abstimmungsschärfe ist also um so größer, je weniger gedämpft die Senderschwingungen und die Empfangsantenne sind.

c. Der Verlauf der Resonanzkurve bei Empfängern mit sekundärem Kondensatorkreis läßt sich einfach berechnen für den Fall, daß die Senderschwingungen ungedämpfte Schwingungen und das Primär- und Sekundärsystem des Empfängers sehr lose gekoppelt sind. In diesem Fall sind schon nach sehr kurzer Zeit sowohl im Primärsystem als im Sekundärsystem des Empfängers nur die erzwungenen ungedämpften Schwingungen von der Frequenz des Senders vorhanden; durch sie ist der Stromeffekt praktisch vollkommen bestimmt [69 b]. Dann zeigt eine einfache Überlegung, daß man die

Resonanzkurve des Empfängers annähernd richtig*) erhält in folgender Weise. Man zeichnet die Resonanzkurve, die nach S. 137 Fußnote **), bei ungedämpften Schwingungen ($b_1 = 0$) dem Dekrement der Empfangsantenne entspricht (Fig. 386 dünn ausgezogene Kurve), wobei als Ordinaten die Werte von $J_{\text{eff}}^2/J_{\text{reff}}^2$ aufgetragen werden. In gleicher Weise zeichnet man die Resonanzkurve, welche dem Dekrement des Sekundärsystems im Empfänger zukommt (Fig. 386 gestrichelte Kurve). Dann bildet man das Produkt aus den Werten der zwei Ordinaten, welche in den beiden Resonanzkurven derselben Abszisse entsprechen. Dieses Produkt ist annähernd*) der Wert der Ordinate, welche in der gesuchten Resonanzkurve (Fig. 386 stark ausgezogene Kurve) zu derselben Abszisse gehört.

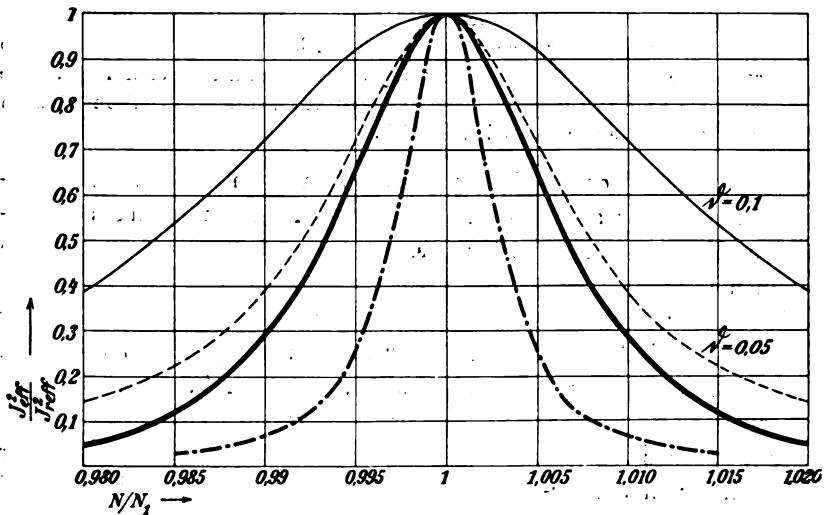


Fig. 386.

In Fig. 386 ist die Konstruktion durchgeführt für die Werte b_{21} (Empfangsantenne) = 0,1, b_{22} (Sekundärsystem des Empfängers) = 0,05. Für $b_{22} = 0,02$ erhält man die strichpunktierte Kurve*).

Es folgt aus dem Gesagten, daß man in diesem Fall durch Verwendung des Sekundärsystems eine erheblich größere Abstimmungsschärfe bekommt, als ohne Verwendung desselben und zwar eine um so größere, je schwächer gedämpft das Sekundärsystem ist.

d. Wenn die Senderschwingungen gedämpft sind, so liegen die Verhältnisse für einen Empfänger mit sekundärem Kondensator-

*) Die genaue Gleichung für die Resonanzkurve ist

$$\frac{J_{\text{eff}}^2}{J_{\text{reff}}^2} = \frac{1 - 4x}{\left(1 + \frac{x^2}{(b_{21}/2\pi)^2}\right) \left(1 + \frac{x^2}{(b_{22}/2\pi)^2}\right)}$$

kreis wesentlich anders. Durch die Senderschwingungen werden in der Empfangsantenne im allgemeinen stets zwei Schwingungen erzeugt, nicht nur die erzwungenen von der Frequenz und dem Dekrement des Senders, sondern auch die Eigenschwingungen von der Frequenz und dem Dekrement der Empfangsantenne und damit auch von der Frequenz des auf die Empfangsantenne abgestimmten Sekundärsystems. Wenn also auch die erzwungene Schwingung auf das Sekundärsystem wenig einwirkt, so werden es doch die Eigenschwingungen der Empfangsantenne tun.

Die Verhältnisse sind verhältnismäßig verwickelt, weil es sich um drei gedämpfte Systeme (Senderschwingungen, Primär- und Sekundärkreis des Empfängers) handelt und weil hier zwei ganz verschiedene Bedin-

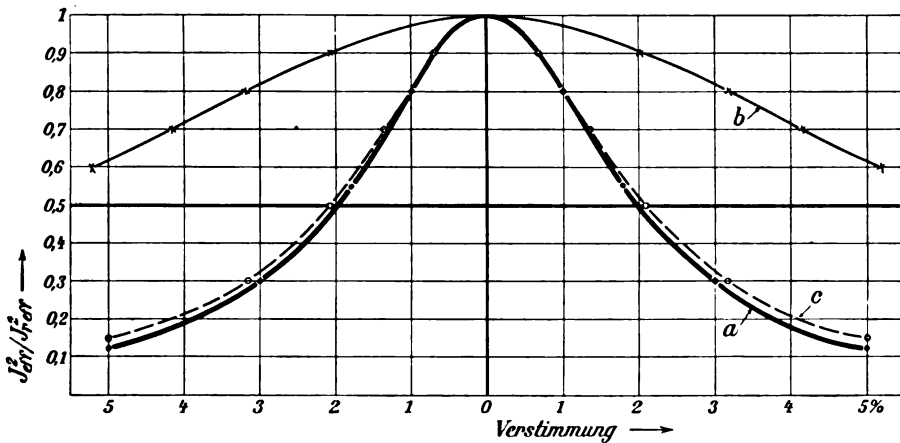


Fig. 387.

gungen, einerseits diejenige möglichst großer Resonanz- bzw. Abstimmungsschärfe, andererseits diejenige möglichst großer Reichweite konkurrieren.

Was die Resonanzschärfe allein betrifft, so ist anzunehmen, daß sie unter sonst gleichen Umständen (gleichen Dekrementen) um so größer wird, je loser die Koppelung zwischen Antenne und Sekundärsystem des Empfängers ist. Der Idealfall würde also derjenige extrem loser Koppelung sein. Dieser ist von H. Rieggel²⁸⁶⁾ theoretisch untersucht worden; einige seiner Resultate sind in Fig. 387*) und 388 A und B*) dargestellt.

In Fig. 387 sind ungefähr Verhältnisse vorausgesetzt, wie sie beim Braunschen Sender mit stark gedämpfter Antenne vorliegen: Dekrement b_1 des Erregerkreises im Sender und damit annähernd auch der ausgesandten Schwingungen = 0,1, Dekre-

*) Die Kurve c in diesen Figuren ist die Resonanzkurve für $b_1 + b_{22}$; sie fällt mit der Kurve a fast vollkommen zusammen.

ment b_{21} der Empfangsantenne = 0,3, Dekrement b_{22} des Kondensatorkreises im Empfänger = 0,03. Die Kurve a, welche die Resonanzkurve des Stromeffekts im Kondensatorkreis darstellt, zeigt, daß die erzielbare Resonanzschärfe ($\rho = \text{ca. } 50$ [70 c]) erheblich größer ist, als wenn man keinen sekundären Kondensatorkreis verwendete, sondern die Empfangsantenne auf den Detektor wirken ließe; die Resonanzkurve würde in diesem Falle die Kurve b, die Resonanzschärfe = 15,7, entsprechend $b_1 + b_{21} = 0,4$ sein.

Die Voraussetzungen von Fig. 388 A und B treffen etwa zu bei einem Löschfunkensender und zwei Antennen mit stark verminderter Strahlungsdämpfung: $b_1 = b_{21} = 0,03$. In Fig. 388 A ist verhältnismäßig starke Energieabgabe des Kondensatorkreises an den Detektor ($b_{22} = 0,03$) angenommen, in Fig. 388 B eine sehr schwache $b_{22} = 0,01$. Zum Vergleich ist in beiden Figuren als Kurve b eingetragen die Resonanzkurve, die man ohne sekundären Kondensatorkreis im Empfänger entsprechend $b_1 + b_{21} = 0,06$, $\rho = 105$, erhalten würde. Der sekundäre Kon-

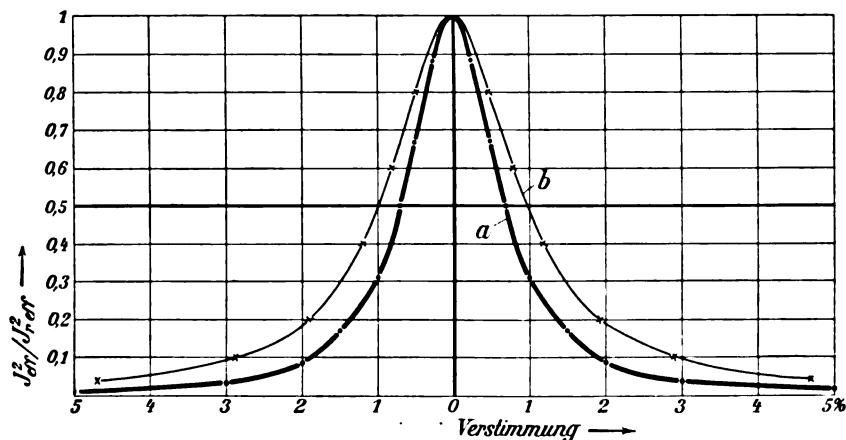


Fig. 388 A.

satorkreis hat also auch hier eine nicht unerhebliche Steigerung der Resonanzschärfe (unter den Bedingungen von Fig. 388 A auf $\rho = 143$, unter denjenigen von Fig. 388 b auf $\rho = 156$ zur Folge.

Es ist also durchaus berechtigt, daß man auch bei Verwendung von sehr schwach gedämpften Antennen zu einem sekundären Kondensatorkreis gegriffen hat, wenn es auf besonders scharfe Abstimmung ankommt²⁸⁷⁾. Auf der anderen Seite aber zeigen die Beispiele, daß die Resonanzschärfe, die man ohne Verwendung eines Kondensatorkreises bekommen kann, für praktische Zwecke ausreicht und auch ausreichen würde, wenn das Dekrement der Antennen doppelt so groß wäre als es in Fig. 388 A und B angenommen wurde.

Die Reichweite wird bestimmt einerseits durch die Energieabgabe an den Detektor (und dadurch die Dämpfung b_{22} des sekundären

Kondensatorkreises) und anderseits durch die Stärke der Koppelung zwischen Empfangsantenne und sekundärem Kondensatorkreis. Die praktische Frage ist die: wie weit darf bzw. muß man mit beiden gehen, um die größte Reichweite zu erzielen ohne erhebliche Schädigung der Abstimmsschärfe*). Die bisher vorliegenden Untersuchungen²⁸⁸⁾ sind nicht vollständig genug, um ein allgemeines Urteil über diese Frage zu ermöglichen. Die Erfahrungen in der Praxis haben gezeigt, daß in denjenigen Fällen, in denen ein Kondensatorkreis im Empfänger überhaupt angezeigt ist, die Koppelung zwischen demselben und der Empfangsantenne jedenfalls sehr lose sein muß, wenn überhaupt gute Abstimmung erzielt werden soll**). Sie haben ferner

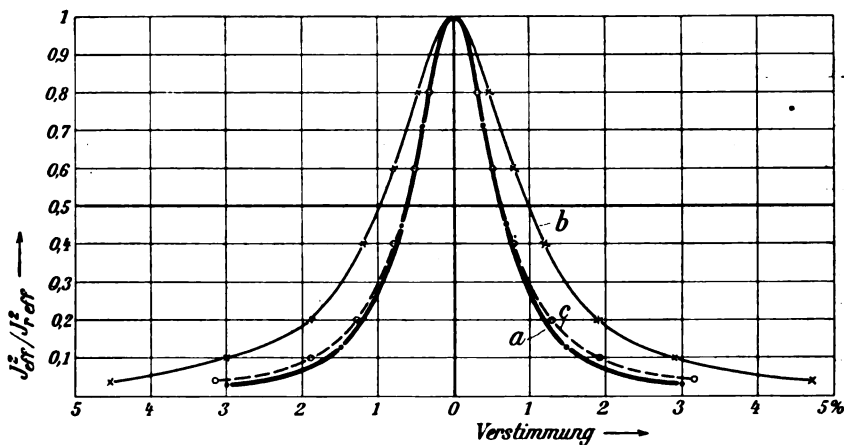


Fig. 388 B.

gezeigt, daß man zu dieser losen Koppelung übergehen kann, ohne an Reichweite erheblich einzubüßen, vorausgesetzt nur, daß die Sender-

*) Instrukтив ist in dieser Beziehung ein Vergleich der Kurven a in Fig. 388 A und B: Die Resonanzschärfe ist in beiden fast genau gleich, obwohl die Energieabgabe an den Detektor bei Fig. 388 A ca. dreimal so groß angenommen wurde als im Falle Fig. 388 B.

***) Die Kenntnis dieser Bedingung verdankt man den theoretischen Untersuchungen von M. Wien²⁸⁹⁾ und den ungefähr gleichzeitigen Versuchen von H. Brandes und L. Mandelstam²⁸⁹⁾. — Mit fester Koppelung wird wohl nur da gearbeitet, wo man Wert darauf legt, keine scharfe Abstimmung zu haben, um mit verschiedenen Stationen von nicht genau gleicher Wellenlänge verkehren zu können. Das trifft z. B. bei Küstenstationen zu, die mit Ozeandampfern verkehren sollen, und auch dann, wenn man die Telegramme anderer Stationen abfangen will [vgl. 184 a].

schwingungen nicht zu stark gedämpft sind. Der Grund dafür ist der, daß in dem lose gekoppelten System, welches unmittelbar auf den Wellenanzeiger wirkt (Sekundär- bzw. Tertiärsystem des Empfängers), die Verhältnisse ungefähr von der in 61 c geschilderten Art sind: es sammelt sich in diesem System während einer ganzen Reihe von Perioden immer mehr Energie an, so daß in demselben schließlich doch eine verhältnismäßig große Energiemenge vorhanden ist, wenn auch während jeder Periode nur wenig Energie auf dasselbe übertragen wird.

Voraussetzung ist dabei aber, daß im Sekundärsystem jeder Energieverbrauch, der nicht dem Wellenanzeiger zugute kommt (durch Joulesche Wärme, Wirbelströme), so klein als irgend möglich gemacht wird. Wenn das nicht der Fall ist, kann die Verwendung eines Sekundärsystems im Empfänger die Reichweite schädigen und für die Abstimmungsschärfe nicht viel nützen.

Wichtig kann es deshalb sein, daß man durch das Einschalten von Drosselspulen [165 b] den Schwingungen den Weg in die Leitung zu den Hilfsapparaten verlegt; sie würden dort einen Teil ihrer Energie in nutzloser Weise verbrauchen. Dabei ist aber wesentlich, daß diese Drosselspulen nicht selbst Energie verzehren*). Sie dürfen deshalb keine Eisenkerne enthalten. Ihren Zweck, die Schwingungen von den Hilfsapparaten abzuhalten, würden sie mit Eisenkernen ebensogut oder noch besser erfüllen, aber Hysteresis und Wirbelströme in den Kernen würden notwendig einen unnützen Energieverbrauch zur Folge haben.

181. Anordnung von R. A. Fessenden zur Geheimhaltung der Telegramme ²⁹⁰⁾.

Der Sender („secrecy sender“) Fig. 389 sendet fortgesetzt Wellen aus, aber solange der Drahtkreis K kurzgeschlossen ist, von einer Wellenlänge λ' , die von derjenigen Wellenlänge λ , auf welche der Empfänger abgestimmt ist, etwas — nach Angaben von Fessenden um $\frac{1}{4}\%$ — verschieden ist. Wird der Kurzschluß dieses Drahtkreises durch Niederdrücken des Tasters aufgehoben**), so erhalten die Senderschwingungen diejenige Frequenz, für welche der Empfänger bestimmt ist***).

*) Die Herstellung gut wirkender Drosselspulen ist nicht ganz einfach. Schaltungen, bei denen Drosselspulen nicht unbedingt nötig sind, bedeuten deshalb einen praktischen Vorteil.

**) Der Taster ist in Fig. 389 nicht richtig gezeichnet.

***). Vgl. die Anordnung von P. O. Pedersen für ungedämpfte Schwingungen [127 c].

Beim Empfänger („Interference preventer“) Fig. 390 verzweigen sich die Schwingungen des Luftleiters in zwei Wege: $A C_1 S_1 E$ und $A C_2 S_2 E$. Das System Luftleiter — $C_1 S_1 E$ ist auf die Wellenlänge λ abgestimmt, der andere Zweig $C_2 S_2$ so dimensioniert, daß bei der Wellenlänge λ' die Amplitude der Schwingungen in $C_2 S_2$ gleich wird derjenigen in $C_1 S_1$. Die Spulen S_1' und S_2' , auf welche S_1 bzw. S_2 induzieren, sind einander entgegengeschaltet; bei der Wellenlänge λ' heben sich die in S_1' und S_2' induzierten elektromotorischen Kräfte nahezu auf.

Wird also im Sender der Taster nicht niedergedrückt und werden damit Wellen von der Wellenlänge λ' ausgesandt, so werden im Kreise

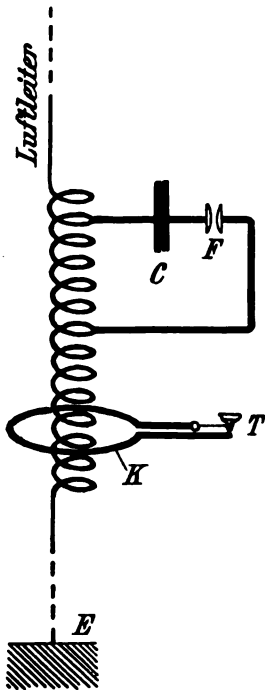


Fig. 389.

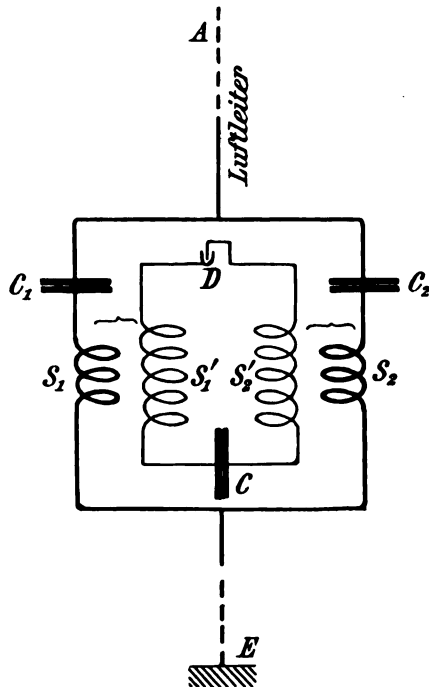


Fig. 390.

$C S_2' D S_1'$ keine Schwingungen erheblicher Amplitude erzeugt, der Detektor D wird nicht erregt. Wird dagegen im Sender der Taster niedergedrückt und dadurch die Wellenlänge λ hergestellt, so erhält man im Zweig $C_1 S_1$ Schwingungen sehr starker Amplitude, in $C_2 S_2$ solche von sehr geringer Amplitude; die in S_1' und S_2' induzierten elektromotorischen Kräfte heben sich nicht auf, der Wellenanzeiger D wird erregt.

Es kann kein Zweifel sein, daß das Abfangen der Telegramme durch diese Anordnung sehr erschwert wird: wenn die abfangende Station

nicht sehr genau auf die Wellenlänge λ abgestimmt ist und ihre Abstimmungsschärfe nicht so groß ist, daß schon eine Verstimmung von $\frac{1}{4}\%$ genügt, um die Zeichen zum Verschwinden zu bringen, so erhält die Station fortgesetzt Zeichen, ob im Sender der Taster niedergedrückt wird oder nicht.

Die praktischen Versuche, welche die Nat. El. Sign. Co. mit dieser Anordnung angestellt hat, sollen sehr gute Resultate, auch gegenüber atmosphärischen Störungen [183], ergeben haben; doch wird ihre Anwendung wohl auf Ausnahmefälle beschränkt bleiben.

182. Mehrfachtelegraphie.

Mit der Lösung der Aufgabe, einen Empfänger zu konstruieren, der innerhalb gewisser Grenzen nur auf eine bestimmte Wellenlänge

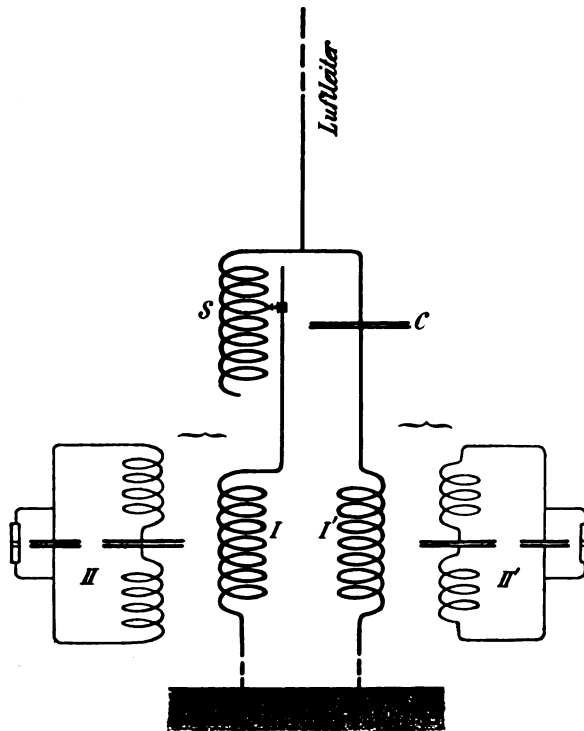


Fig. 591.

reagiert, ist unmittelbar auch die Aufgabe der Mehrfachtelegraphie, mit derselben Antenne die Telegramme von zwei Sendern gleichzeitig aufzunehmen, gelöst.

a. Eine Anordnung dieser Art, die Marconi mit Erfolg benutzt hat, ist in Fig. 391 abgebildet. Für die längere Welle besteht das Primärsystem aus dem Luftleiter, der Spule S , der Primärspule I des Transformators links, der Erdleitung links. Darauf ist abgestimmt das Sekundärsystem II links. Für die kürzere Welle ist das Primärsystem der Luftdraht, der Kondensator C , die Primärspule I' des Transformators rechts, die Erdleitung rechts; das Sekundärsystem ist der Kondensator-

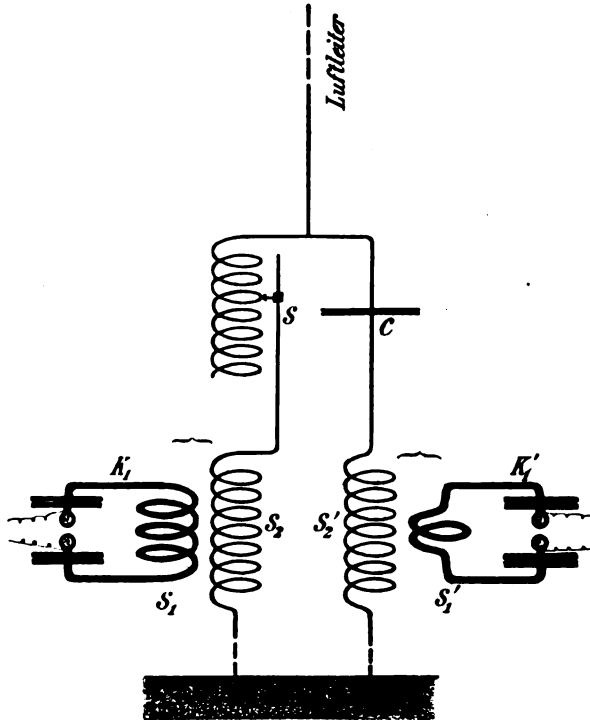


Fig. 392.

kreis II' rechts. Die Verhältnisse sind derartig, daß das System rechts nicht auf die längere, dasjenige links nicht auf die kürzere Welle reagiert.

In entsprechender Weise kann natürlich jede andere Anordnung für abgestimmte Telegraphie bei genügender Abstimmungsschärfe verwendet werden*).

b. Auch das gleichzeitige Aussenden von zwei verschiedenen Wellen mit derselben Antenne ist möglich: man braucht nur mit dem Luftleiter zwei verschiedene Kondensatorkreise zu koppeln und dafür zu sorgen, daß beide Kondensatorkreise in Resonanz mit dem zu ihnen gehörigen Sekundärsystem sind. Die von Marconi benutzte An-

*) Die Ges. f. drahtl. Tel. hat z. B. auf einem Schiff an derselben Antenne Telegramme von drei verschiedenen Stationen gleichzeitig aufgenommen ²⁹¹⁾.

ordnung zeigt Fig. 392: der linke Teil ist wie in Fig. 391 für die längere, der rechte Teil für die kürzere Welle bestimmt.

c. Bei der besprochenen Mehrfachtelegraphie ist Bedingung, daß die Wellenlängen der beiden Sender, deren Telegramme von derselben Empfangsantenne aufgenommen werden sollen, von einander verschieden sind. Ein Doppelempfang bei Gleichheit der Wellenlängen ist möglich, wenn die beiden Sender Tonsender sind und mit verschiedenen Tönen arbeiten. Solche Versuche sind von der Ges. f. drahtl. Tel.²⁹²⁾ gemacht worden: an den Empfänger waren zwei der in 166 b beschriebenen Tonverstärker angeschlossen, von denen der eine auf den Ton des einen Senders, der andere auf denjenigen des anderen abgestimmt war. Bei einem Unterschied der beiden Tonfrequenzen um 20 % war ein ungestörter Doppelempfang trotz Gleichheit der Wellenlängen möglich.

183. Mittel gegen atmosphärische Störungen.

a. Die atmosphärischen Störungen, die man besonders häufig in den Sommermonaten, und zwar besonders häufig von Mittag bzw.

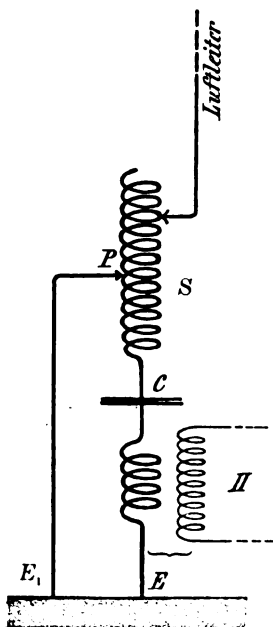


Fig. 393.

Sonnenuntergang bis Sonnenaufgang auch bei solchen Stationen bekommt, bei denen statische Ladungen der Antenne ausgeschlossen sind, scheinen in erster Linie von Blitzen zwischen zwei Wolken oder zwischen einer Wolke und Erde herzurühren²⁹³⁾. Die Erfahrung, daß diese Störungen auch häufig sein können, während der Himmel klarblau ist, sprechen nicht dagegen. Die Entfernung, bis zu der man Wolken von einem Punkte der Erdoberfläche noch sieht, ist äußerst klein gegen die Entfernung, in der ein niedergehender Blitz den empfindlichen Wellenanzeiger einer Station noch erregen kann. Es genügt also, wenn in dieser großen Entfernung irgendwo ein Gewitter vorhanden ist.

Unter diesen atmosphärischen Störungen haben die früheren Stationen für drahtlose Telegraphie, besonders in den Tropen, sehr stark zu leiden gehabt, solange die Empfänger für verhältnismäßig stark gedämpfte Wellen großer Amplitude eingerichtet waren. Gebessert wurden die Verhältnisse schon durch die Empfängeranordnungen (schwache Dämpfung der Antenne,

lose Koppelung mit dem sekundären Kondensatorkreis bzw. Detektor-kreis), die für verhältnismäßig schwach gedämpfte Senderschwingungen geringer Amplitude bestimmt waren.

Auch heute noch ist wohl das beste Mittel gegen atmosphärische Störungen: möglichst kräftiger Sender, damit man im Empfänger mit sehr loser Koppelung und nicht extrem empfindlichem Wellenanzeiger arbeiten kann.

a. Spezielle Anordnungen, um die Wirkung dieser atmosphärischen Störungen zu reduzieren, hat Marconi²⁰⁴⁾ verschiedene angegeben.

1. Das Primärsystem des Empfängers besteht aus dem Luftleiter und der Leitung PCE (Fig. 393): durch die Spule S und den Kondensator C sind die Eigenschwingungen des Luftleiters so reguliert*), daß der Strombauch bzw. Spannungsknoten im Punkte P liegt [vgl. 81 ff.]. Treffen dann die Antenne Wellen von ihrer eigenen Wellenlänge, so gerät sie in Schwingungen mit einem Spannungsknoten in P. Denkt man sich nun eine Erdleitung PE₁ in P angelegt, so wird kein merkbarer Strom in derselben fließen.

Ganz anders liegen die Verhältnisse bei irgend einer anderen elektromagnetischen Störung. Dann wird der größte Teil des im Luftleiter induzierten Stroms seinen Weg durch die Erdleitung PE₁ wegen der geringeren Impedanz dieses Weges nehmen. Der Einfluß der Störung auf das Sekundärsystem wird dadurch stark herabgedrückt.

Wieweit diese Anordnung den beabsichtigten Zweck erreicht**), darüber sind, soweit mir bekannt ist, keine Angaben an die Öffentlichkeit gelangt.

2. Eine andere Anordnung der Marconigesellschaft ist in Fig. 394 skizziert. D₁ D₂ sind zwei Ventildetektoren, die aber entgegengesetzt geschaltet sind, so daß der eine den Strom in der einen, der andere den Strom in der anderen Richtung hindurchläßt [162 a]. Bei einem derselben z. B. D₁ ist die Größe der Hilfsbatterie (in

Fig. 394 nicht gezeichnet) so gewählt, daß seine Empfindlichkeit besonders groß ist, beim anderen D₂ so, daß seine Empfindlichkeit besonders klein ist. Bei normalem Betrieb wirkt deshalb nur D₁ und das Telephon erhält nur Strom in einer Richtung. Trifft aber eine sehr starke atmosphärische Störung den Empfänger, so sprechen beide Detektoren an und der Strom wird in beiden Richtungen durchgelassen und das Telephon reagiert nicht.

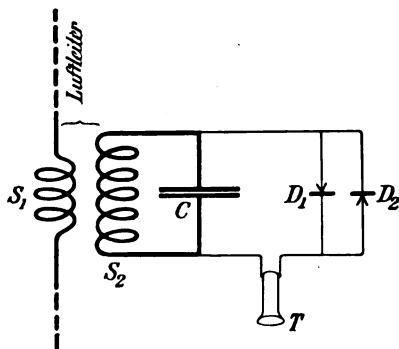


Fig. 394.

*) Der Luftleiter ist natürlich außerdem auf den Sender abgestimmt.

**) Es ist wahrscheinlich, daß sie auch bei Störungen durch elektromagnetische Wellen anderer Wellenlänge sich als wirksam erweisen, also die Abstimmungsschärfe erhöhen würde.

b. Als ein sehr gutes Mittel gegen atmosphärische Störungen haben sich die Anordnungen erwiesen, die im Empfängertelephon einen mehr oder weniger reinen Ton geben. Da die atmosphärischen Störungen sich im Telephon als ein kurzes Knacken bemerkbar machen, so können sie gut von den telegraphischen Tonzeichen unterschieden werden und können diese nicht leicht stören.

184. Erfolge der abgestimmten Telegraphie.

Die Gründe*), weshalb man großen Wert auf eine abgestimmte Telegraphie legt, sind folgende Mißstände einer nicht abgestimmten.

1. Die Depeschen können von jeder beliebigen Station, die sich innerhalb der Reichweite des Senders befindet, aufgefangen werden: kein Depeschengeheimnis.

2. Man kann den Verkehr zwischen zwei Stationen A und B lahmlegen, indem man von einer Station C, in deren Reichweite sich A und B befinden, fortgesetzt Wellen aussendet: böswillige Störung.

3. Wenn A und A' einerseits, B und B' andererseits je zwei füreinander bestimmte Stationen sind, von denen jede in der Reichweite der drei anderen liegt, so können A und A' nicht miteinander verkehren, wenn gleichzeitig B und B' Telegramme miteinander austauschen: gegenseitige Störung von Stationen.

Die Frage, ob diese Mängel bei der abgestimmten Telegraphie vermieden sind, läßt sich in dieser allgemeinen Form nicht beantworten, da die Abstände der Stationen und ihre Reichweite eine entscheidende Rolle spielen. Man kann also nur die Frage aufstellen: In welchem Umfange sind diese Übelstände durch die Abstimmung gehoben bzw. sind sie in einem ganz bestimmten Fall gehoben oder nicht?

a. Bezüglich der Frage nach der Wahrung des Depeschengeheimnisses möge folgender Fall vorliegen. A sei eine Sendestation, A' eine Empfangsstation, beide für dauernden gegenseitigen Betrieb eingerichtet. C sei eine weitere Station, die von A nicht weiter entfernt ist als A'. Die Frage, ob durch Abstimmung der früher beschriebenen Art verhindert werden kann, daß C die Telegramme von A auffängt, ist dann entschieden zu verneinen.

Wenn A und A' für dauernden Betrieb eingerichtet sind, so muß ihre tatsächliche Reichweite bedeutend größer sein als die Entfernung A A' [148], ihr Wellenanzeiger darf nicht extrem empfindlich sein. Dann aber ist es stets möglich, durch einen sehr empfindlichen Wellenanzeiger, den man in einen nicht abgestimmten geschlossenen Detektorkreis einschaltet [176], die Telegramme abzufangen.

*) Abgesehen von der durch Abstimmung erzielten Erhöhung der Reichweite.

Im allgemeinen werden dazu schon die gewöhnlichen Empfänger genügen, wenn man nur die Koppelung darin fester macht. Der in 176 beschriebene und in Fig. 236, S. 227 abgebildete Empfangsapparat der Ges. f. drahtl. Tel. ist z. B. unmittelbar dafür eingerichtet. Die Spule S_2 Fig. 376 u. 377 oben ist beweglich, so daß man die Koppelung zwischen ihr und S_1 (Fig. 376 u. 377) und damit auch zwischen Antenne und Detektorkreis variieren kann. Um die Wellenlänge eines in Tätigkeit befindlichen Senders zu ermitteln, macht man die Koppelung immer fester, bis man im Telephon die Zeichen hört. Dann verstellt man den Drehkondensator, bis die Lautstärke ein Maximum wird. Endlich lockert man die Koppelung allmählich und stellt dabei, wenn dies nötig ist, den Drehkondensator (C Fig. 376 u. 377) immer auf diejenige Kapazität nach, welche maximale Lautstärke liefert ²⁹⁵⁾.

Das Abfangen auf die eine oder andere Weise wird um so mehr erschwert, je mehr es gelingt, die für eine bestimmte Reichweite nötige Amplitude der Schwingung dadurch herabzusetzen, daß man dafür die Dämpfung der Schwingungen vermindert.

b. Ähnlich liegt die Frage bezüglich der böswilligen Störung ^{296a)}. Die störende Station C sei von den Stationen A_1 und A_2 , deren Betrieb sie hintertreiben will, nicht weiter entfernt als diese untereinander. Ferner sei vorausgesetzt, daß es sich um normale Stationen mit mäßiger Reichweite handelt.

Vorerst muß dann sehr mit dem Fall gerechnet werden, daß die Station C durch einen passenden Empfänger die Wellenlänge von A_1 und A_2 ermittelt*) und nun ihren Sender darauf abstimmt. Gelingt dies der Station C, so ist sie schon in der Lage, A_1 und A_2 zu stören, wenn sie nur etwa $\frac{1}{2}$ bis $\frac{1}{3}$ der Reichweite von A_1 und A_2 besitzt**).

Schließen wir aber diesen Fall aus, nehmen wir an, es sei C nicht gelungen, die Wellenlänge von A_1 und A_2 zu ermitteln, so daß sich seine eigene Wellenlänge erheblich von derjenigen der Stationen A_1 A_2 unterscheidet. Ob in diesem Fall C die Störung gelingt, hängt einfach davon ab, wie weit es seine Amplitude zu steigern vermag. Wenn die Stationen A_1 und A_2 Empfänger mit sehr loser Koppelung besitzen, so würde tatsächlich eine praktisch kaum erreichbare Steigerung***) der Senderschwingungen nötig sein, wenn C Erfolg haben soll. Im Vergleich zu den früheren Anordnungen bieten also abgestimmte Empfänger einen ganz erheblich größeren Schutz gegen böswillige Störung.

*) Jeder Wellenmesser, in welchem man als Indikator einen Wellenanzeiger verwendet, ist dafür geeignet. Die meisten sind für die Verwendung als „Fernwellenmesser“ unmittelbar eingerichtet.

**) Wegen des Sicherheitskoeffizienten, mit dem A_1 und A_2 arbeiten müssen.

***) Vorausgesetzt, daß es nicht C gelingt, sehr nahe an eine der Stationen heranzukommen.

c. Bezüglich des störungsfreien Arbeitens mehrerer Stationen mag folgender extreme Fall angenommen werden. A_1 und A_2 einerseits und ebenso B_1 und B_2 anderseits mögen sich an demselben Orte in sehr geringem Abstand voneinander befinden (Fig. 395). Dann sind zwei Fälle streng zu unterscheiden.

1. Die Stationen des einen Orts, z. B. A_1 und B_1 , arbeiten beide als gleich starke Sender, diejenigen des anderen Orts demnach beide als Empfänger (Fig. 395). Dann läßt sich durch die Anordnungen für abgestimmte Telegraphie zweifellos erreichen, daß B_1 nur die Telegramme von A_1 , B_2 nur diejenigen von A_2 bekommt, auch dann, wenn der Unterschied der Frequenzen bei den Stationen A_1 und A_2 nur wenige

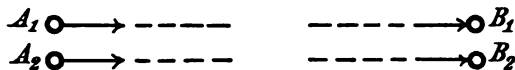


Fig. 395.

Prozente beträgt. Auch darin ist ein großer Erfolg der abgestimmten Telegraphie zu erblicken.

2. Ganz anders liegt der Fall, wenn z. B. A_1 und B_2 als Sender, B_1 und A_2 als Empfangsstationen gebraucht werden (Fig. 396), wenn also eine Station empfangen soll, während neben ihr eine andere Station gleichzeitig gibt.

Es kommt dann alles auf die Entfernung der Stationen A_1 von A_2 und B_1 von B_2 an. Beträgt diese Entfernung nur einen kleinen Teil der Wellenlänge, so ist es vorerst ausgeschlossen, daß A_2 die Telegramme



Fig. 396.

von B_2 bekommt, nicht aber diejenigen der ganz nahe gelegenen Station A_1 , da deren Wellen in so kleiner Entfernung vom Sender eine ungeheuer große Amplitude besitzen. Bei größerer Entfernung zwischen A_1 und A_2 bzw. B_1 und B_2 ist natürlich auch hier ein störungsfreier Verkehr der beiden Stationenpaare möglich. Wie groß die Entfernung mindestens sein muß, hängt von der Reichweite der Stationen, dem Unterschied zwischen ihren Wellenlängen, der Abstimmungsschärfe ihres Empfängers [180] und davon ab, ob die Sender ein- oder zweiwellig sind*). Die ersteren sind erheblich günstiger.

*) Die Nat. El. Signal. Co. (Fessenden) garantiert für 3 Stationen A_1 , A_2 , B_2 von gleicher Reichweite folgendes: wenn die Entfernung $A_1 A_2$ 1 % der Entfernung $A_2 B_2$ beträgt, so wird A_2 durch A_1 nicht mehr gestört,

Wenn auch jetzt noch gelegentlich über die gegenseitige Störung von Stationen geklagt wird²⁹⁶), so ist dafür jedenfalls zum Teil die fehlerhafte Ausführung mancher Sender (starke Dämpfung) und Empfänger verantwortlich zu machen. Nicht vergessen darf man jedenfalls, daß bei der gegenwärtigen großen Anzahl von Land- und Schiffstationen (z. B. an der englischen Küste) mit den früheren Anordnungen ein auch nur erträglicher Verkehr nicht möglich wäre, während er sich mit den jetzigen Anordnungen jedenfalls in der Regel ohne Schwierigkeiten abspielt.

d. Bezüglich der Störungsfreiheit bieten diejenigen Stationen, die für Tonsender eingerichtet sind und mit akustischer bzw. mechanischer Resonanz [185] arbeiten, einen ganz erheblichen Vorteil. Hier ist eine Störung nur dann ernsthaft zu befürchten, wenn der störende Sender nicht nur dieselbe Wellenlänge, sondern auch noch dieselbe Tonhöhe hat.

185. Mittel zur Geheimhaltung der Telegramme.

Daß durch die Anordnungen für abgestimmte Telegraphie allein eine völlige Geheimhaltung der Telegramme nicht erreicht wird, ist tatsächlich für viele Zwecke*) ein großer Mangel (Militär, Marine).

Man kann das Auffangen der Telegramme durch Unberufene erschweren, indem man in so raschem Tempo telegraphiert, daß die gebräuchlichen Relais nicht mehr darauf reagieren und die Telegramme nur durch besonders eingeschulte Leute im Telephon abgehört werden können**). Man kann ferner die Apparate so einrichten, daß leicht die Wellenlänge zu variieren ist und kann nun in verabredeter Weise, eventuell automatisch durch besondere Apparate, die Wellenlänge ändern***). Man erschwert durch diese letztere Methode einem Unberufenen das Abstimmen seiner Apparate, nicht aber das Auffangen durch nicht abgestimmte, sehr empfindliche Empfänger. Alle derartigen Mittel sind wohl als ein nicht sehr ernst zu nehmender Notbehelf, der vielleicht in speziellen Fällen Erfolg haben mag, aufzufassen. Durchaus ernsthafte Mittel sind aber die folgenden:

a. Im Empfänger wird ein Galvanometer mit wenig gedämpften Eigenschwingungen (etwa von der Art des M. Wien'schen Vibrations-

falls die Wellenlängen sich um 3% unterscheiden. Bei normalen Stationen soll sogar schon eine Verstimmung von $\frac{1}{4}\%$ genügen. — Aus den Berichten über die Versuche dieser Gesellschaft geht hervor, daß ihre Apparate in dieser Beziehung tatsächlich viel leisten^{298a}).

*) Aber nicht für alle; für ein Schiff in Seenot ist es wichtig, daß möglichst viele Stationen seine Hilferufe bekommen.

**) Gelegentlich von der Marconi- und der de Forest-Gesellschaft versucht.

***) Gelegentlich von der Ges. f. drahtl. Tel. angewendet.

galvanometers) oder ein Telephon mit einer Membran, deren Eigenschwingungen wenig gedämpft sind, oder ein Telephon verbunden mit einem geschlossenen Kugelresonator^{297a)} verwendet. Beide sprechen nur dann gut an, wenn die Unterbrechungszahl des Unterbrechers im Sender dieselbe ist wie die Periodenzahl des Galvanometers bzw. der Telephonmembran: **Mechanische Abstimmung***).

Zu dieser Klasse von Apparaten gehört auch der **Tonverstärker** der Ges. f. drahtl. Tel. mit seinen schwingenden Ankern [166 b].

Bei allen solchen Anordnungen ist — vorausgesetzt, daß das schwingende mechanische System auf die Entladungszahl des Senders abgestimmt ist —, der Verlauf der Schwingungen der von Fig. 135, S. 120: die Amplitude derselben steigt allmählich an und erreicht ihr Maximum erst nach einer Zahl von Perioden, die von dem Dekrement des schwingenden Systems abhängt: sie, aber auch die maximale Amplitude, wird um so größer, je kleiner dieses Dekrement ist.

Darin liegt der Grund, warum bei jeder solchen mechanischen Abstimmung die Empfindlichkeit der Anordnung von der Telegraphiergeschwindigkeit abhängt. Damit die volle Empfindlichkeit ausgenutzt wird, muß jedes Zeichen so lange andauern, bis das schwingende System seinen maximalen Ausschlag erreicht hat. Ist die Dauer eines Zeichens kleiner, die Telegraphiergeschwindigkeit also größer, so wird auch die Amplitude, die das schwingende System erreicht, und damit die Empfindlichkeit verkleinert.

Bei demselben Dekrement ist die Zeit, die das System braucht, um seine maximale Schwingungsamplitude zu erreichen, um so größer, je länger die Dauer einer Periode, d. h. je kleiner die Entladungszahl ist. Das ist der Grund, weshalb diese Anordnungen mit mechanischer Abstimmung praktisch fast unverwendbar waren, solange man mit geringer Entladungszahl arbeitete: die Telegraphiergeschwindigkeit hätte zu sehr beschränkt werden müssen. Der Übergang zu hohen Entladungszahlen im Sender hat die Verwendung mechanischer Resonanz im Empfänger möglich gemacht, ohne die Telegraphiergeschwindigkeit zu sehr zu schädigen. Immerhin ist es wahrscheinlich, daß für die Verwendung automatischer Sender mit sehr hoher Telegraphiergeschwindigkeit die Verwendung mechanischer Resonanz auch jetzt noch Schwierigkeiten bietet.

*) Der erste Vorschlag dieser Art ist wohl von A. Blondel gemacht worden²⁹⁷⁾. |

b. Eine andere Methode ist von den verschiedensten Seiten schon seit den ersten Jahren der drahtlosen Telegraphie vorgeschlagen worden. Sie beruht darauf, daß man im Sender z. B. für einen Punkt des Morsealphabets nicht eine einzige Entladung, sondern eine Reihe von Entladungen abgibt, die in ganz bestimmten Intervallen aufeinander folgen. Der Empfänger ist so eingerichtet, daß er nur solche Schwingungen registriert, die in diesen bestimmten Intervallen aufeinander folgen.

Praktisch sind wohl nur die Apparate von Anders Bull²⁹⁸) u. diejenigen von Hovland²⁹⁹) gebraucht worden. Ihre nicht ganz einfache Anordnungen können hier nicht im einzelnen besprochen werden. Nur das muß hervorgehoben werden, daß mit ihren Apparaten bei praktischen Versuchen gute Resultate erzielt wurden. Daß diese Apparate, wenn sie technisch zu genügender Betriebssicherheit durchgebildet worden sind, einen fast unbedingten Schutz nicht nur gegen ein Abfangen und Stören der Telegramme, sondern auch gegen atmosphärische Störungen ergeben, kann kaum zweifelhaft sein, ebensowenig aber auch, daß die Anwendung solcher Apparate wegen ihrer Kompliziertheit auf Ausnahmefälle beschränkt bleiben wird.

§ 3. Empfänger für ungedämpfte Schwingungen.

186. Allgemeines.

Für den **Schreibempfang**, für den im allgemeinen Thermo- oder Kristalldetektor und Saitengalvanometer (Lichtschreiber) verwendet wird, liegen die Verhältnisse bei ungedämpften Schwingungen ungefähr ebenso wie bei den gedämpften. Man verwendet im Empfänger ein möglichst wenig gedämpftes Sekundärsystem, das mit der Antenne lose gekoppelt ist [vgl. 175] und in irgend einer Weise auf den Detektor wirkt.

Für den **Hörempfang** durch Telephon besteht aber ein wesentlicher Unterschied zwischen gedämpften und ungedämpften Schwingungen: die in 165 für gedämpfte Schwingungen beschriebenen Anordnungen würden für ungedämpfte nicht ohne weiteres brauchbar sein. Wenn ein Strich des Morsealphabets telegraphiert wird, so würde der Wellenanzeiger im Anfang erregt und die Telephonmembran aus ihrer Gleichgewichtslage entfernt werden; man würde ein Knacken im Telephon hören, aber auch nicht mehr. Denn so lange Wellen von der Sendestation ankommen, so lange bleibt der Wellenanzeiger erregt, die Telephonmembran aus ihrer Ruhelage entfernt. Ein Strich des Morsealphabets würde also ebenso wie ein Punkt durch ein einfaches Knacken im Telephon sich bemerkbar machen.

Man kann dieser Schwierigkeit dadurch begegnen, daß man im Sender durch irgend eine Art von Unterbrecher die Schwingungen in

einzelne Wellenzüge zerteilt. Viel einfacher ist es aber, im Empfänger einen Unterbrecher zu benutzen und durch diesen den Wellenanzeiger abwechselungsweise an den Schwingungskreis anzuschließen und von ihm abzuschalten. Beim Anschließen wird dann die Telephonmembran aus ihrer Ruhelage entfernt, beim Abschalten geht sie in die Gleichgewichtslage zurück. Man erhält also eine Bewegung der Telephonmembran von der Periode des Unterbrechers. Man hört im Telephon den Ton des Unterbrechers, solange Wellen auf den Empfänger treffen, und zwar ganz kurz, wenn ein Punkt, längere Zeit, wenn ein Strich des Morsealphabets telegraphiert werden soll.

Beim Telegraphieren mit gedämpften Schwingungen würde ein Unterbrecher erst notwendig werden, wenn man die Entladungszahl über die Frequenz der gut hörbaren Töne (einige tausend pro Sekunde) hinauf steigerte. Das ist zwar bei Löschfunkenstrecken mit Gleichstrombetrieb leicht möglich, ist aber meines Wissens nie in der Praxis der drahtlosen Telegraphie, sondern nur in der drahtlosen Telephonie geschehen.

187. Die Anordnungen mit gewöhnlichem Detektor.

a. In Fig. 397 ist eine der Anordnungen schematisch dargestellt, die für den Empfang ungedämpfter Schwingungen verwendet wird (V. Poulsen, C. Lorenz²⁰⁰). Der stark ausgezogene Kondensator-

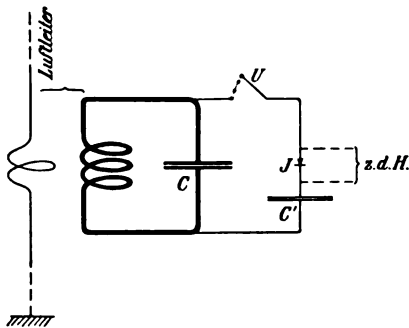


Fig. 397.

kreis ist das Sekundärsystem des Empfängers, das möglichst wenig gedämpft und mit der Antenne sehr lose gekoppelt ist. Durch den Unterbrecher U , der nach Art einer elektrischen Klingel wirkt, wird der Detektor mit seinen Hilfsapparaten einige hundertmal in der Sekunde an das Sekundärsystem angelegt und von ihm abgeschaltet. — Diese Anordnung kann natürlich in der verschiedensten Weise variiert werden.

b. Der Unterbrecher stellt bei dieser Anordnung nicht nur ein notwendiges Übel dar. Er bietet auch einen wesentlichen Vorteil.

Sowohl für die Abstimmsschärfe [180 c] als für die Reichweite [67 b] ist es von größter Bedeutung, daß das Sekundärsystem so wenig als möglich gedämpft ist.

So lange der Detektor angeschaltet ist, wird in ihm auch Energie

verbraucht, die, solange sie in der Nähe des Schwellwerts [162b] liegt, nicht oder nur unvollständig in nutzbare Gleichstromenergie verwandelt wird. Auch in den Zuleitungen zu den Hilfsapparaten und in diesen selbst sind Energieverluste trotz Einschaltung von Drosselspulen schwer ganz zu vermeiden.

Bei der Unterbrecheranordnung ist dieser Übelstand umgangen. Solange der Wellenanzeiger abgeschaltet ist, fällt jeder Energieverbrauch in ihm oder den Hilfsapparaten weg. Die Amplitude im Sekundärsystem und damit auch die in demselben angesammelte Energie nimmt einen sehr hohen Betrag an. Wird jetzt der Wellenanzeiger durch den Unterbrecher angeschaltet, so wirkt auf ihn eine Schwingung sehr hoher Amplitude und es wird fast die ganze im Sekundärsystem angehäuften Energie zur Erregung des Wellenanzeigers verbraucht.

Es scheint P o u l s e n gelungen zu sein, auf diese Weise das Dekrement im Sekundärsystem unter 0,003 herabzudrücken³⁰⁰). Ein so niedriges Dekrement würde aber, wenn ein Wellenanzeiger mit seinen Hilfsapparaten dauernd angeschlossen wäre, nicht zu erreichen sein.

c. Ein weiterer Vorteil eines solchen Unterbrechers ist der, daß man durch ihn bei geeigneter Schaltung einen musikalischen Ton im Telephon erzeugen und damit bis zu einem gewissen Grade diejenigen Vorteile erhalten kann, die bei gedämpften Schwingungen durch Tonsender erstrebt werden.

188. Die Tikkerschaltung³⁰¹).

a. Eine der von V. P o u l s e n vorgeschlagenen Schaltungen, sogen. „Tikker“-Schaltungen, bei denen keiner der in Kapitel X beschriebenen Wellenanzeiger zur Verwendung kommt, ist in Fig. 398 abgebildet. Darin bedeutet U den Unterbrecher. Der eigentliche Sekundärkreis ist der stark ausgezogene. Der Kondensator C' ist ein sehr großer Kondensator von einigen Zehnteln Mikrofarad, während der Kondensator C eine Kapazität von nur einigen Tausendstel Mikrofarad besitzt. — Auch diese Anordnung ist in der verschiedensten Weise variiert worden*).

*) Eine physikalisch interessante Schaltung ist die folgende (Ges. f. drahtl. Tel.³⁰²). An der Stelle des Unterbrechers U (Fig. 398) sitzt ein Ventil-detektor. Der Unterbrecher befindet sich zwischen C' und dem Telephon T. Der Strom, den die Ventilzelle in einer Richtung durchläßt, lädt den Kondensator C', während eine Entladung des Kondensators durch S hindurch wegen der Ventilzelle nicht möglich ist. Durch einen Unterbrecher wird dann das Telephon T an den Kondensator C' abwechselungsweise an- und abgeschaltet. Ist es angeschaltet, so wird der Kondensator C' durch das Telephon entladen; während es abgeschaltet ist, lädt der Kondensator sich wieder.

b. Der Gedanke bei den Anordnungen von Poulsen (Fig. 398) ist der folgende. Solange der Kondensator C' von dem Schwingungskreis CS_2 abgeschaltet ist, sammelt sich im letzteren eine verhältnismäßig große Energie an. Wird nun durch den Tikker der große Kondensator C' dem kleinen C parallel geschaltet, so nimmt C' den größten Teil des Stroms und damit auch der angesammelten Energie in sich auf; er erhält eine verhältnismäßig große Ladung, die durch das Telefon T entladen wird und dort ein Knacken hervorruft. Das tatsächliche

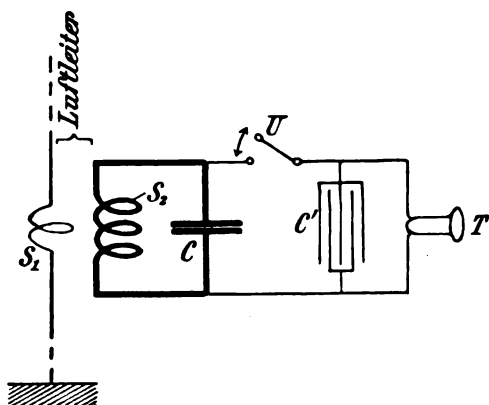


Fig. 398.

Resultat entspricht auch diesem Gedanken, wenn auch die Vorgänge im einzelnen komplizierter sind.

c. Die Empfindlichkeit dieser Anordnung für Hörempfang scheint größer zu sein, als bei Anordnungen mit den besten der in Kap. X beschriebenen Wellenanzeiger.

Diese haben sämtlich einen sehr schlechten Wirkungsgrad, d. h. Gleichstromenergie, die sie liefern, ist nur ein kleiner Teil der Hochfrequenzenergie, die ihnen zugeführt wird [162 b]. Bei der Umsetzung von elektrischer Energie in Wärme und von Wärme wieder in elektrische Energie geht zu viel verloren. Beim Tikker ist kaum eine Energieumsetzung vorhanden: die Ladung, die der Kondensator C' (Fig. 398) enthält, wird unmittelbar durch das Telefon entladen. Daß der Unterbrecher gelegentlich Fehlkontakte machen, d. h. das An- und Abschalten in einem ungünstigen Moment ausführen wird, macht für den Wirkungsgrad um so weniger, je geringer die Dämpfung des Kondensatorkreises CS_2 (Fig. 398) ist.

Auch die Konstanz und Betriebssicherheit soll bei guter Konstruktion des Unterbrechers eine ausgezeichnete sein. Dagegen scheint es nicht möglich zu sein, mit dem Tikker einen reinen Ton im Emp-

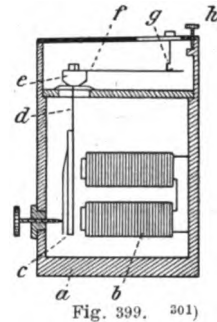
fängertelephon und damit dieselbe Freiheit von atmosphärischen Störungen zu erzielen, wie sie ein Tonsender liefert [183 b]. Darin liegt ein Mangel besonders für die Tropen.

189. Die technische Ausführung eines Unterbrechers für Tikkerschaltung.

Die technische Ausführung eines guten Unterbrechers für die Tikkerschaltungen ist viel schwieriger, als es auf den ersten Blick vielleicht scheint.

a. Diejenige Anordnung, die jetzt wohl am meisten verwendet wird, ist in Fig. 399 schematisch abgebildet.

Darin ist *b* ein Elektromagnet, vor dem der kleine Anker *c* sich befindet. Dieser Anker wird in genau derselben Weise wie bei einer elektrischen Klingel durch eine Batterie in Bewegung gesetzt, die an die Wicklung des Elektromagneten angeschlossen ist. Die Feder *d*, welche den Anker trägt, ist an einer gering federnden Platte befestigt. Auf dieser Platte sitzt der Metallkörper *e*, auf den der feine Golddraht *f* aufgeschraubt ist. Dieser macht mit der verstellbaren Drahtschleife *g* den eigentlichen Tikkerkontakt.



Um die Empfindlichkeit der Anordnung zu erhöhen, kann man eine schwachgedämpfte Telephonmembran verwenden und auf ihre Eigenschwingungen den Tikker abstimmen [vgl. 185 a].

b. Einen rotierenden Unterbrecher, der für die Tikkerschaltung sehr geeignet sein soll, hat L. W. Austin³⁰³⁾ beschrieben. Er besteht aus einer hochglanzpolierten Kupfer- oder Nickelscheibe, die in Rotation gehalten wird. Darauf schleift mit ganz leichtem Druck ein Kupferdrähtchen.

190. Besondere Anordnungen für ungedämpfte Schwingungen.

a. Der Heterodyn-Empfänger von R. A. Fessenden³⁰⁴⁾.

Eine Ausführungsform dieses Empfängers, die das Prinzip desselben gut illustriert, ist die folgende. Das Empfängertelephon besitzt statt eines permanenten Magneten einen Kern aus sehr feinen Eisendrähten, der von einer Spule umgeben ist, und statt einer Eisenmembran eine solche aus Glimmer, auf der eine Spule aus feinem Draht befestigt ist.

Die durch die Senderwellen im Empfänger hervorgerufenen Schwingungen werden durch die Membranspule hindurchgeleitet. Durch die Spule, welche die Eisenkerne umgibt, schickt man einen Hochfrequenzstrom, dessen Frequenz N' etwas verschieden ist von der Frequenz N der Senderwellen.

Die Kraft*), welche die Membranspule im Feld der Eisenkerne erfährt, ändert

*) Richtiger: ihr Mittelwert während einer Periode. — Natürlich ändert sich auch die Größe der Kraft während einer Periode, aber diese raschen Änderungen kommen für die Bewegung der Membran nicht in Betracht.

dann periodisch ihre Größe. Die Folge davon sind Schwingungen der Telephonmembran, deren Frequenz, wie eine einfache Überlegung zeigt, $= N - N'$ ist. Werden die Frequenzen N und N' so gewählt, daß $N - N'$ im Gebiete der Frequenzen hörbarer Töne liegt, so hört man den dieser Frequenz ($N - N'$) entsprechenden Ton im Telephon.

b. Anordnung von R. Goldschmidt³⁰⁵⁾.

Das Prinzip läßt sich auf Grund der Überlegungen von 122 ohne weiteres verstehen. Man denke sich die Schwingungen von der Frequenz N , die im Empfänger durch die Senderwellen induziert werden, durch eine feste Spule (S. Fig. 261) geschickt. In dem Wechselfeld dieser Spule befinde sich eine bewegliche Spule R , und zwar mache sie N' -Umdrehungen pro Sekunde. Dann erhält man in dieser Spule unter anderem einen Strom von der Frequenz $N - N'$, der unter Umständen in einem Telephon gehört werden kann auch dann, wenn die Frequenz N und N' weit über der Grenze der hörbaren Töne liegt.

Tatsächlich wird man natürlich statt der festen Spule S den Stator, statt der beweglichen R den Rotor einer Hochfrequenzmaschine verwenden. Wählt man die Tourenzahl geeignet, so können die Rotorströme unmittelbar im Telephon gehört werden.

191. Die praktischen Erfolge.

a. In 184 wurde die Frage besprochen, wie weit durch Abstimmung im Empfänger bei gedämpften Schwingungen das Abfangen der Telegramme und die Störung der Stationen vermieden werden kann. Es drängt sich die Frage auf, ob bei Verwendung ungedämpfter Schwingungen die Verhältnisse sich wesentlich ändern.

Daß bezüglich der Wahrung des Depeschengeheimnisses die ungedämpften Schwingungen gegenüber den gedämpften einen Vorteil bedeuten, geht schon aus dem in 184 a Ausgeführten hervor: je geringer die Amplitude ist, mit der eine bestimmte Reichweite erzielt werden kann, um so mehr wird ein Abfangen der Telegramme erschwert.

Aus demselben Grunde sollten ungedämpfte Schwingungen wohl auch einen größeren Schutz gegen eine böswillige Störung bieten. Praktisch scheint allerdings der Unterschied gegenüber gut gebauten Stationen mit gedämpften Schwingungen nicht groß zu sein.

b. Bezüglich der gegenseitigen Störung von zwei Stationen (und damit auch der Verwendbarkeit für Mehrfachtelegraphie) sollte man denken, daß die ungedämpften Schwingungen bei der außerordentlich losen Koppelung im Empfänger und der sehr geringen Dämpfung im Sekundärsystem bedeutende Vorteile bieten und eine ganz besonders große Abstimmsschärfe garantieren. Das würde auch der Fall sein, wenn man im Sender dieselben Verhältnisse hätte wie bei gedämpften Schwingungen. Tatsächlich ist aber bei ungedämpften Sendern die Frequenz nie ganz konstant, gleichgültig, ob man die Schwingungen mit



Hochfrequenzmaschinen oder mit der Lichtbogenmethode herstellt. Darüber, wie groß bei den bisherigen Hochfrequenzmaschinen die Frequenzschwankungen sind, sind, soweit mir bekannt ist, keine Angaben in die Öffentlichkeit gelangt. Bei Schwingungen nach der Lichtbogenmethode scheint es, daß man eine Abstimmsschärfe, die jedenfalls den besten mit gedämpften Schwingungen erzielten Resultaten gleichkommt, erhalten kann*), aber auch nicht mehr. Für eine größere Abstimmsschärfe liegt aber auch kaum ein Bedürfnis vor.

*) P. O. Pedersen¹⁸⁶⁾ gibt an, daß bei der von ihm benützten Art zu senden [127c] eine Verstimmung der ausgesandten Welle um $\frac{1}{2}\%$ sich im praktischen Gebrauch als ausreichend gezeigt habe. Das würde auf sehr große Abstimmsschärfe schließen lassen.

Kapitel XIII.

Gerichtete Telegraphie.

192. Die Charakteristik der Fernwirkung.

Das Ziel der „gerichteten Telegraphie“ ist, die Wellen des Senders auf einen ganz engen Winkelraum zu beschränken, so daß ein Empfänger nur dann von den Wellen getroffen wird, wenn er sich in diesem Winkelraum befindet. Was bis jetzt tatsächlich erreicht worden ist, sind Sender, deren Wellen in den verschiedenen Richtungen sehr verschiedene Amplitude haben.

a. Wie groß in jedem Falle das „Richtvermögen“ des Senders ist, d. h. wie weit die Wirkung eines Senders für die verschiedenen Richtungen sich unterscheidet, davon verschafft man sich ein anschauliches Bild durch die folgende Darstellung. Man denkt sich in einer bestimmten Entfernung vom Sender, aber in verschiedenen Richtungen die A m-

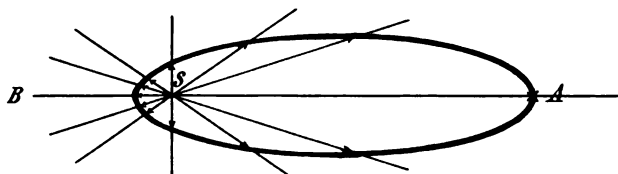


Fig. 400.

plitude der Wellen gemessen und trägt diese Amplituden vom Sender aus in denjenigen Richtungen, in denen sie gemessen wurden, als Vektoren auf (Fig. 400). Die Endpunkte dieser Vektoren verbindet man durch eine Kurve. Diese Kurve, die „Charakteristik der Fernwirkung“, gibt dann unmittelbar einen Überblick über die Brauchbarkeit des betreffenden Senders für gerichtete Telegraphie.

Die Charakteristik aller symmetrischen vertikalen Sender ist demnach ein Kreis. Erhält man als Charakteristik die Kurve Fig. 401, so heißt das: der betreffende Sender schickt nach allen Richtungen Wellen aus, aber seine Wirkung in der Richtung S B ist bedeutend geringer als diejenige in allen anderen Richtungen.

Der Fall Fig. 402 würde einen viel günstigeren Sender darstellen: in der Richtung S B sendet er gar keine Wellen aus, in der Richtung S A ganz besonders kräftige; in Richtungen, die nur wenig von S A abweichen, ist die Wirkung sehr viel geringer. Mit einem solchen Sender würde das Ziel der gerichteten drahtlosen Telegraphie praktisch schon erreicht sein: seine Wirkung ist auf einen äußerst engen Winkelraum beschränkt.

b. Für Empfänger, deren Detektor auf den Stromeffect reagiert, kommt es nicht auf die Amplitude der Wellen, sondern auf deren Quadrat an. Von dem Richtvermögen eines Senders für solche Empfänger erhält man also ein Bild, indem man als Vektoren die Quadrate der Wellenamplituden in den verschiedenen Richtungen, nicht die Amplituden selbst aufträgt. Die Charakteristik der Amplitudenquadrate unterscheidet sich von derjenigen der Amplituden dadurch, daß sie viel mehr als jene von der Kreisform abweicht*), also erheblich günstiger

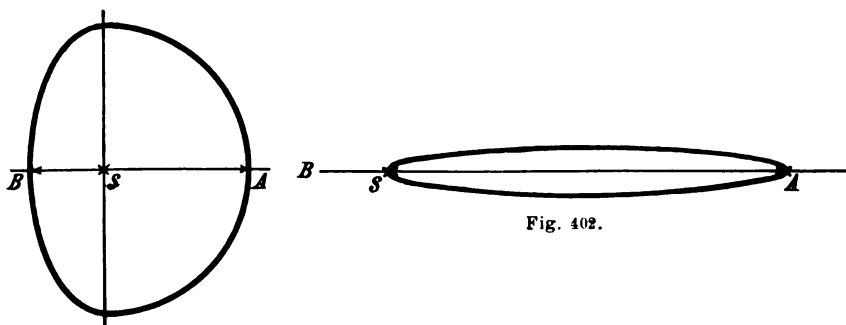


Fig. 401.

Fig. 402.

ist. Daraus folgt unmittelbar, daß für die gerichtete Telegraphie Detektoren, die auf den Stromeffect reagieren, z. B. Thermodetektoren, günstiger sind als solche, bei denen die Amplitude der Schwingungen selbst das Maßgebende ist [vgl. 163 a].

Im folgenden sind in den Charakteristiken stets die Amplituden selbst aufgetragen, da diese Charakteristiken (nicht aber diejenigen für das Quadrat der Amplitude), gleichzeitig ein unmittelbares Maß für die Reichweite des Senders in den verschiedenen Richtungen geben können (vgl. c).

c. Die Charakteristik eines Senders hängt im allgemeinen von der Entfernung**) ab, in welcher die Amplitude gemessen gedacht

*) Das Verhältnis der Länge zweier Vektoren ist in der Charakteristik der Amplitudenquadrate z. B. = 1 : 4, wenn es in der Charakteristik = 1 : 2 ist.

**) Davon, daß die Charakteristik auch von der Verteilung von Wasser und Land und anderen lokalen Einflüssen abhängt, ist im folgenden abgesehen; es ist immer homogener Boden vorausgesetzt.

ist. Man kann also streng genommen nur von der Charakteristik eines Senders für eine bestimmte Entfernung reden.

Wenn allerdings die Entfernung vielmals größer ist als die Wellenlänge der Schwingung, so wird sich im allgemeinen für noch größere Entfernungen die Form der Charakteristik nicht mehr merklich ändern. Man darf also von „der“ Fernwirkungs-Charakteristik eines Senders für große Entfernung sprechen. Diese Charakteristik erhält man auch, indem man die Reichweiten des Senders (für einen bestimmten Empfänger) über einen extrem gut leitenden Boden*) in den verschiedenen Richtungen als Vektoren aufträgt.

Für Entfernungen aber, die nicht groß gegen die Wellenlänge oder gar kleiner als dieselbe sind, muß die Form der Charakteristik von der Entfernung stark abhängen. Hat man also durch Messungen in verhältnismäßig kleinem Abstand vom Sender die Charakteristik für diesen Abstand bestimmt, so kann daraus kein Schluß gezogen werden auf die Form der Charakteristik für große Entfernung und damit auf die praktische Brauchbarkeit des Senders. Auch wenn also von einem Sender nachgewiesen wurde, daß er auf kleine Entfernung eine sehr günstige Charakteristik besitzt, kann trotzdem für große Entfernung seine Charakteristik sich fast vollkommen zu einem Kreise abrunden.

§ 1. Die ersten Versuche.

193. Verwendung von Spiegeln.

Es liegt sehr nahe, den außerordentlich günstigen Fall von Fig. 402 dadurch zu realisieren, daß man nach dem Vorgang der bekannten Spiegelversuche von Hertz parabolische Spiegel verwendet. Tatsächlich ist auch sehr häufig vorgeschlagen worden, solche Spiegel aus Blech oder Drähten zu benutzen, um die Wellen nur in einer bestimmten Richtung auszusenden. Auch Marconi hat anfangs Versuche mit solchen Spiegeln gemacht.

Das hatte einen guten Sinn, solange man mit ganz kurzen Wellen arbeitete. Jetzt ist die Wellenlänge der praktisch benutzten Wellen 300—6000 m. Damit aber ein Spiegel dieselbe Wirkung wie in der Optik oder bei den Hertz'schen Versuchen hat, dürfen die Dimensionen des Spiegels jedenfalls nicht klein gegen die Wellenlänge sein. Diese Bedingung bei den jetzigen Wellenlängen zu erfüllen, ist praktisch nahezu ausgeschlossen.

*) Sonst werden die Verhältnisse durch die Absorption kompliziert.

194. Abschirmungsversuche (J. Zenneck).

Eine Charakteristik von der Art der Fig. 401, d. h. einen Sender, der in einer bestimmten Richtung (S B Fig. 401) besonders wenig strahlt, herzustellen, wurde vom Verfasser vor längerer Zeit (1900) in der folgenden Weise versucht.

An einer Station A (Kugelbake bei Cuxhaven) waren zwei vertikale Drähte d_1 , d_2 (Fig. 403) von ca. 30 m Länge im Abstand von ca. 6 m aufgehängt. Ungefähr, aber nicht genau in der Richtung d_1 , d_2 lag die Empfangsstation B (Leuchtturm Altenbruch), etwa 9 km von A entfernt. Die Wirkung des Senders — wenn nur ein Luftdraht vorhanden war — war so, daß die Telegramme in der Empfangs-

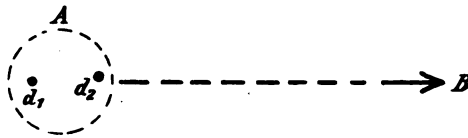


Fig. 403.

station gut aufgenommen wurden, aber auf die doppelte Entfernung eben nicht mehr angekommen sein würden; es wurde also mit einem Sicherheitskoeffizienten von nicht ganz 2 gearbeitet. Es wurden nun folgende Versuche gemacht:

1. d_1 als Sender benutzt, d_2 nicht geerdet; Telegramme in B vollkommen deutlich;
2. d_1 Sender, d_2 geerdet; in B keine Wirkung;
3. d_2 Sender, d_1 geerdet; Telegramme in B vollkommen deutlich.

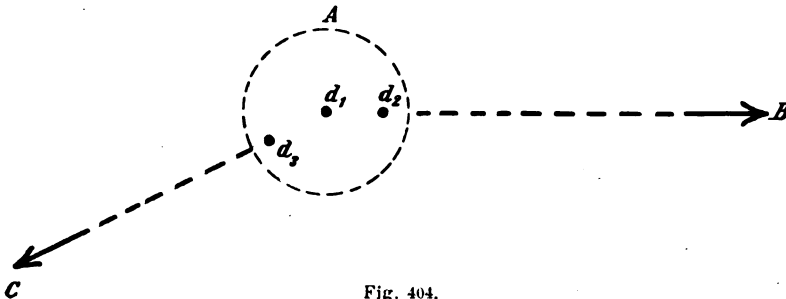


Fig. 404.

Aus 1. und 2. mußte geschlossen werden, daß es möglich ist, durch einen zum Sender parallelen Draht die Reichweite nach einer bestimmten Richtung stark zu schwächen, indem man den Draht erdet, aus 3., daß dadurch die Reichweite in der entgegengesetzten Richtung nicht merklich geschwächt wird.

Es konnte nach dem Ausfall der Versuche kein Zweifel sein, daß z. B. eine Station A (Fig. 404) nach einer Station B Telegramme senden kann, die eine dritte ebenso weit von A entfernte Station C nicht bekommt (bzw. umgekehrt), indem auf der Station A der Draht d_1 als

Sender benutzt, d_3 geerdet und d_2 von Erde isoliert wird (bzw. d_2 geerdet und d_3 isoliert).

Später sind diese Versuche von der Ges. f. drahtl. Tel. wieder aufgenommen und die früher erhaltenen Resultate bestätigt worden. Dabei erwies sich als eine notwendige Bedingung für die Schirmwirkung, daß der abschirmende Luftleiter auf die Senderschwingungen abgestimmt ist, wie es bei den Versuchen tatsächlich der Fall war, wenn man den abschirmenden Luftleiter erdete. Die Versuche sind nicht so weit fortgesetzt worden, daß ein Urteil darüber, was auf diesem Wege erreicht werden kann, möglich wäre*).

§ 2. Die Anordnungen mit mehreren Antennen.

195. Das Feld mehrerer Antennen. Allgemeines.

Wenn zwei vertikale Antennen, in denen Schwingungen derselben Wellenlänge vorhanden sind, sich in einem gewissen Abstand von einander befinden, so ist die Amplitude der Welle, die von beiden Antennen zusammen erzeugt wird, stets in den verschiedenen Richtungen verschieden, gleichgültig ob die Ströme in den beiden Antennen gleich-

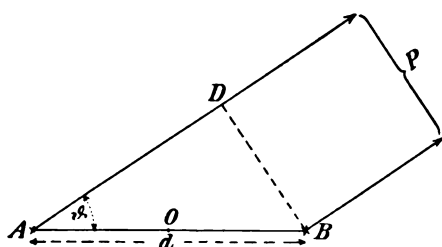


Fig. 405.

phasig sind oder ob zwischen ihnen eine Phasendifferenz ψ besteht. Die Wellen, welche von den beiden Antennen in irgend einem sehr entfernten Punkte P (Fig. 405) herrühren und sich in diesem Punkte superponieren, haben bis zu diesem Punkte P verschiedene Entfernungen zu

durchlaufen und infolge dieses „Gangunterschieds“ A D erhalten sie eine Phasendifferenz [20 b]. Diese Phasendifferenz φ ist — bei Gleichphasigkeit der Ströme in den Antennen — proportional dem Verhältnis des Gangunterschieds zu der Wellenlänge und zwar ist

$$\varphi = 2\pi \cdot \frac{AD}{\lambda} = \frac{2\pi d}{\lambda} \cdot \cos \vartheta.$$

Die Phasendifferenz wird also bestimmt einerseits durch die Richtung, in welcher der Punkt P liegt (der Größe von ϑ), andererseits durch den Abstand der beiden Antennen d im Verhältnis zur Wellenlänge λ .

*) Die Erklärung für die Wirkung dieser Anordnung liegt jedenfalls zum Teil darin, daß in der abschirmenden Antenne durch den Sender eine Schwingung erzeugt wird, die eine Phasenverschiebung gegenüber den Senderschwingungen besitzt.

Von dieser Phasendifferenz φ und damit auch von dem Winkel ϑ hängt aber die Amplitude des resultierenden Feldes im Punkte P ab: Man erhält sie bekanntlich aus den Amplituden der beiden Wellen durch die Konstruktion des „Vektordiagramms“. Die Länge des Vektors O B (Fig. 406) stelle die Amplitude des Feldes in P dar, das von der Antenne B herrührt, entsprechend O A die Amplitude des Feldes der Antenne A; der Winkel B O A, den die beiden Vektoren miteinander bilden, sei gleich der Phasendifferenz, die zwischen den beiden Feldern besteht*), im vorliegenden Fall also = der Phasendifferenz ψ der beiden Ströme in den Antennen A und B + der Phasendifferenz φ , die durch den Gangunterschied der beiden Wellen hervorgerufen wird. Das resultierende Feld in P ist dann dargestellt nach Amplitude und Phase durch die Diagonale O C des Parallelogramms O A B C.

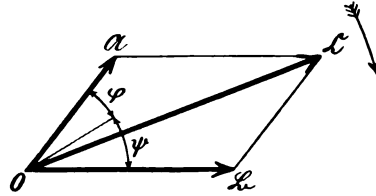


Fig. 406.

Aus dieser Konstruktion folgt unmittelbar, daß die Länge des Vektors O C und damit die Amplitude des resultierenden Feldes im Punkte P verschieden ausfallen muß je nach der Größe von φ und damit auch der Richtung, in welcher der Punkt P liegt**).

196. Das Feld mehrerer Antennen. Spezielle Fälle³⁰⁶⁾.

Von speziellen Fällen interessieren besonders die folgenden, bei denen zwei gleiche Antennen vorausgesetzt sind:

1. Die Ströme in den beiden Antennen sind gleichphasig ($\psi = 0^\circ$), ihre Amplituden gleich.
2. Die Ströme in den beiden Antennen sind stets entgegengesetzt gerichtet ($\psi = 180^\circ$), die Amplituden gleich.
3. Die Amplituden der beiden Antennenströme sind gleich, aber ihre Phasenverschiebung ψ ist so groß, daß sich ihre Wirkung in der

*) Der gefiederte Pfeil gibt die Richtung an, in der eine Voreilung in der Phase aufgetragen werden soll. In der Fig. 406 ist also angenommen, daß der Strom in der Antenne A gegen denjenigen in der Antenne B um den Winkel ψ verspätet ist.

**) Für die Amplitude E_{r0} des resultierenden Feldes und damit auch für die Fernwirkung-Charakteristik gilt³⁰⁷⁾ die Beziehung

$$E_{r0} = 2 E_0 \cos \frac{\varphi + \psi}{2} = 2 E_0 \cos \left[\frac{\pi d}{\lambda} \cos \vartheta + \frac{\psi}{2} \right],$$

wenn die Amplituden der Felder einer Antenne gleich und zwar $= E_0$ sind.

Antennenebene und zwar entweder in der Richtung OB oder der Richtung OA (Fig. 405) aufheben. Die Phasenverschiebung ψ muß zu diesem Zweck den Wert $\pi - \frac{2\pi d}{\lambda}$ bzw. $\pi + \frac{2\pi d}{\lambda}$ (Fig. 405) haben.

a. Wenn die Ströme in den beiden Antennen gleiche Amplitude und gleiche Phase haben ($\psi = 0$), so ergibt

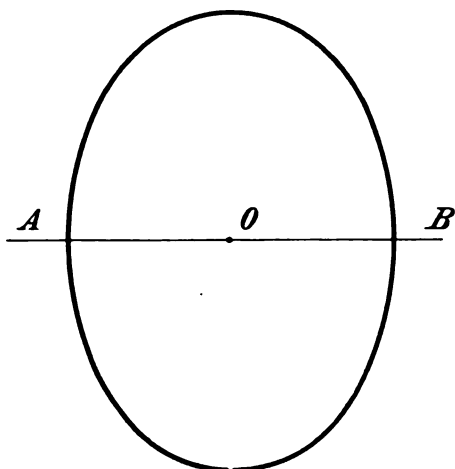


Fig. 407. $d = \frac{\lambda}{4}$.

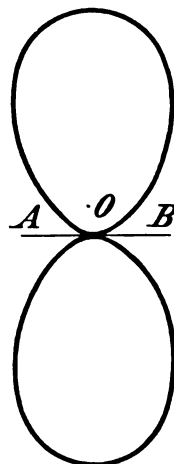


Fig. 408. $d = \frac{\lambda}{2}$.

sich schon aus den Beziehungen von 25 c, daß in der Richtung senkrecht zur Antennenebene ($\vartheta = 90^\circ$ bzw. 270°) die Amplituden ihrer Felder

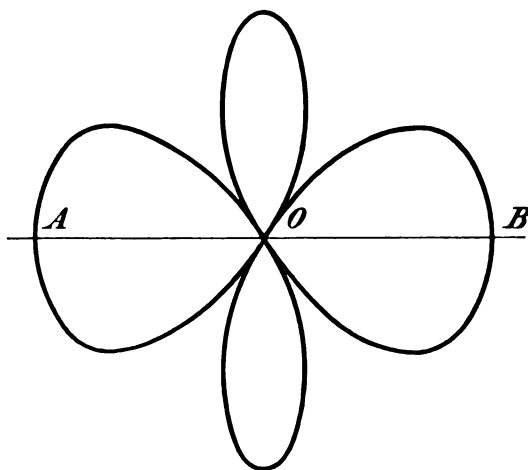
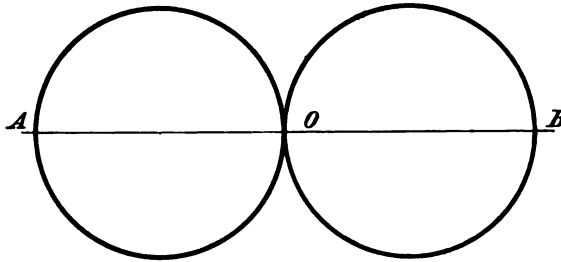


Fig. 409. $d = \lambda$

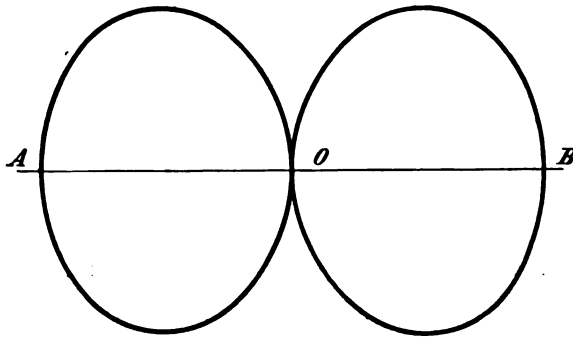
sich einfach addieren müssen, demnach die Amplitude des resultierenden Feldes $E_{r0} = 2 E_0$ sein muß, wenn E_0 die Amplitude des Feldes einer

Antenne bedeutet. In der Antennenebene summieren sich die Amplituden nicht einfach, da hier eine Phasendifferenz zwischen den beiden Feldern im Betrage $\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda}$ existiert; die resultierende Amplitude wird also stets kleiner als $2 E_0$ und zwar um so kleiner, je mehr sich diese Phasenverschiebung φ dem Werte $180^\circ (\pi)$ oder also je mehr sich der Abstand d der beiden Antennen dem Werte $\lambda/2$ nähert*).

Fig. 410. $d < \lambda$.

In den Figuren 407—409 sind die Fernwirkungs-Charakteristiken eines solchen Antennenpaares für die Werte $d = \lambda/4$ (Fig. 407), $d = \lambda/2$ (Fig. 408), $d = \lambda$ (Fig. 409) gezeichnet. Nur dann also, wenn der Abstand der Antennen ungefähr eine halbe Wellenlänge ist, sind sie für gerichtete Telegraphie brauchbar.

b. Wenn die Amplituden der beiden Antennenschwingungen gleich sind, zwischen ihnen aber eine

Fig. 411. $d = \frac{\lambda}{2}$.

Phasendifferenz ψ von 180° besteht, so heben sich die Felder der beiden Antennen in der Richtung senkrecht zur Antennen-

*) Für die Amplitude des resultierenden Feldes und damit für die Fernwirkungscharakteristik gilt in diesem Falle:

$$E_{ro} = 2 E_0 \cos \varphi/2 = 2 E_0 \cos \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \vartheta \right).$$

ebene auf. Im übrigen hängt die Fernwirkungs-Charakteristik*) in hohem Maße davon ab, wie groß der Antennenabstand d im Verhältnis zur Wellenlänge ist. Für kleine Abstände d setzt sich die Charakteristik

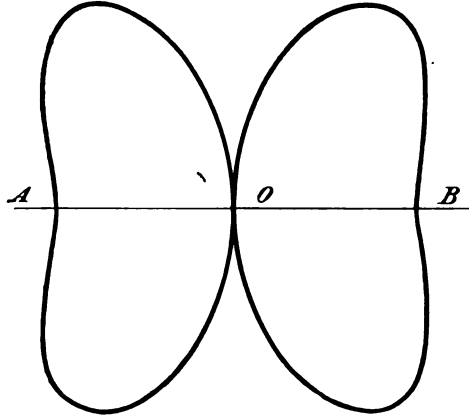


Fig. 412. $d = \frac{8}{4}\lambda$.

um so genauer, je kleiner d/λ ist, aus zwei Kreisen zusammen**) (Fig. 410).

Noch in dem Falle, wenn $d = \frac{\lambda}{2}$ ist, weicht die Charakteristik nicht viel

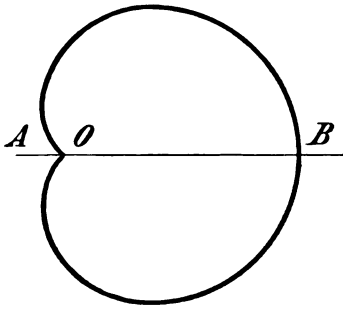


Fig. 413. $d \leq \frac{\lambda}{12}$.

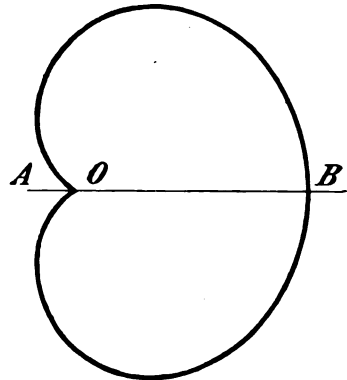


Fig. 414. $d = \frac{\lambda}{4}$.

von dieser Form ab (Fig. 411). Bei noch größeren Antennenabständen — Fig. 412 stellt z. B. den Fall für $d = \frac{3}{4}\lambda$ dar — wird die Fernwirkungs-Charakteristik ungünstiger für gerichtete Telegraphie.

*) die sich durch die Beziehung

$$E_{r0} = 2 E_0 \sin \varphi/2 = 2 E_0 \sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cdot \cos \vartheta \right)$$

bestimmt.

**) Das folgt unmittelbar daraus, daß man in diesem Fall annähernd setzen kann: $E_{r0} = 2 E_0 \cdot \frac{\varphi}{2} = 2 E_0 \cdot \frac{\pi d}{\lambda} \cos \vartheta$.

Bemerkenswert ist, daß schon bei ganz kleinen Antennenabständen die Form der Charakteristik eine verhältnismäßig günstige ist. Man darf dabei aber eines nicht aus den Augen verlieren. Die Amplitude des elektrischen Felds in der Antennenebene, die in diesem Fall (und zwar bis $d = \lambda/2$) gleichzeitig die maximale Amplitude ist, ist $= 2 E_0 \sin \frac{\pi d}{\lambda}$ *).

Sie und damit auch die maximale Reichweite und aus diesem Grunde auch die praktische Brauchbarkeit der ganzen Anordnung nimmt also mit Verkleinerung von d stark ab.

c. In dem dritten Fall, wenn die Phasendifferenz ψ zwischen den Strömen in den beiden Antennen so gewählt ist, daß ihre Wirkung in der Antennenebene und zwar entweder in der Richtung O A oder in der Richtung O B (Fig. 405) sich aufhebt ($\psi = \pi \pm \frac{2\pi d}{\lambda}$), unterscheiden sich [die Charakteristiken in einem wichtigen Punkte von den Charakteristiken der beiden ersten Fälle. Diese bestanden stets aus zwei symmetrischen Hälften, ergaben also für zwei um 180° von einander verschiedene Richtungen dieselbe Reichweite; die Anordnungen waren „*bilateral*“. Die Sender des dritten Falls sind „*unilateral*“: ihre Reichweite ist für zwei um 180° verschiedene Richtungen verschieden.

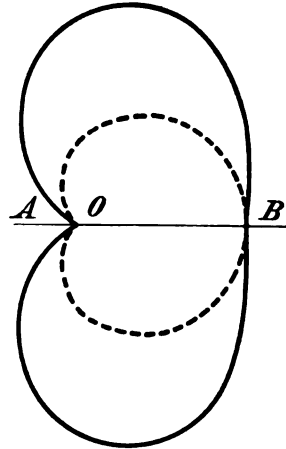


Fig. 415.

In den Fig. 413, 414, 415 sind die Fernwirkungs-Charakteristiken**) für die Fälle $d \leq \frac{1}{12} \lambda$ (Fig. 413), bzw. $d = \frac{1}{4} \lambda$ (Fig. 414) bzw. $d = \frac{1}{8} \lambda$ (Fig. 415 gestrichelte Kurve) u. $\frac{3}{8} \lambda$ (Fig. 415 ausgezogene Kurve) gezeichnet.

Wie in dem Falle b wird also auch hier für Antennenabstände, die erheblich über $\frac{1}{4}$ der Wellenlänge hinausgehen, die Charakteristik sehr ungünstig, während schon ganz kleine Antennenabstände eine sehr

*) Sie ist $= 2 E_0 \times 1$ für $d = \frac{1}{2} \lambda$.
 $= 2 E_0 \times 0,71$ für $d = \frac{1}{4} \lambda$.
 $= 2 E_0 \times 0,31$ für $d = \frac{1}{10} \lambda$.

**) Ist die Phasendifferenz so gewählt, daß die Wirkung der beiden Antennen in der Richtung O A (Fig. 405) bzw. O B sich aufhebt, so gilt

$$E_{r0} = 2 E_0 \sin \left[\frac{\pi d}{\lambda} (\cos \vartheta - 1) \right] \text{ bzw. } E_{r0} = 2 E_0 \sin \left[\frac{\pi d}{\lambda} (\cos \vartheta + 1) \right].$$

Für kleine Werte von d/λ lassen sich diese Beziehungen ersetzen durch $E_{r0} = 2 E_0 \cdot \frac{\pi d}{\lambda} (\cos \vartheta \mp 1)$.

günstige Form der Charakteristik liefern. Aber gerade wie dort gilt auch jetzt, daß die maximale Reichweite um so kleiner wird, je kleiner der Antennenabstand im Verhältnis zur Wellenlänge ist.

197. Doppelantennen im Abstand einer halben Wellenlänge.

(S. G. Brown, A. Blondel, J. St. Stone³⁰⁸.)

a. Der in 196 b besprochene Fall, der sowohl bezüglich des Richtvermögens, als bezüglich der Reichweite besonders günstig ist — zwei gleiche Antennen im Abstände einer halben Wellenlänge mit Strömen

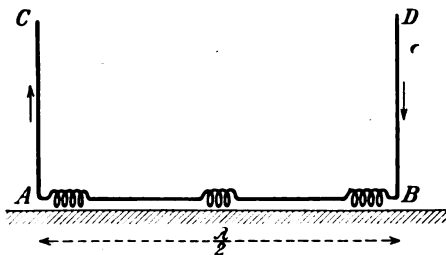


Fig. 416.

gleicher Amplitude, aber entgegengesetzter Phase — ist seit dem Jahre 1899 von den verschiedensten Seiten vorgeschlagen worden. Zur Erregung der Schwingungen sollen die Fußpunkte A und B (Fig. 416) der beiden

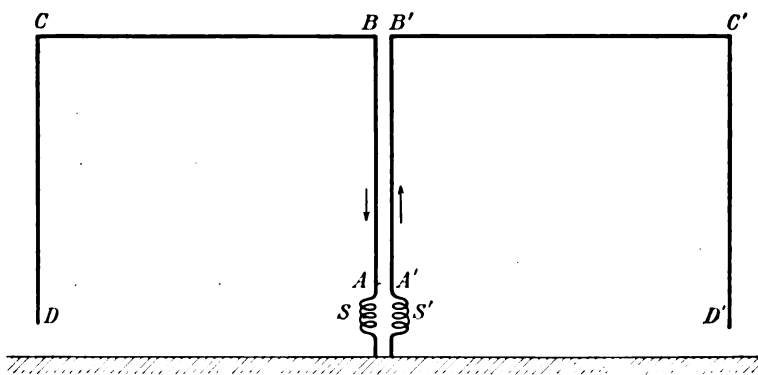


Fig. 417.

Antennen durch eine Leitung verbunden und diese in geeigneter Weise [198 a] mit einem Kondensatorkreis gekoppelt werden. Genau entspricht diese Anordnung dem in 196 b besprochenen Fall nicht. Es kommt hier zu der Wirkung der beiden vertikalen Antennen AC und BD noch die Wirkung des horizontalen Teils AB, die unter Umständen [203 b und 206] nicht unerheblich ist, hinzu.

Daß ein solches Antennenpaar auch als gerichteter Empfänger*) wirken, d. h. je nach der Richtung der ankommenden Wellen verschieden stark reagieren muß, übersieht man leicht. Wellen z. B., deren Richtung senkrecht zur Antennenebene ist, induzieren in den beiden Antennen Spannungen gleicher Phase und Amplitude, heben sich also in der Wirkung auf die in Fig. 416 gezeichnete Schwingung auf. Wellen dagegen, die in der Richtung der Antennenebene ankommen, erregen — vorausgesetzt, daß ihre Wellenlänge $= 2 AB$ (Fig. 416) ist — in den beiden Antennen Spannungen entgegengesetzter Phase und verstärken sich demnach in der Wirkung auf die Schwingung, die erzeugt werden soll**).

b. Eine etwas andere Form der Doppelantenne ist von A. Blondel³⁰⁸⁾ angegeben worden (Fig. 417). Wird die Doppelantenne als Sender benutzt, so induziert auf die Spulen S und S' derselbe Kondensatorkreis und zwar so, daß die Stromrichtungen in den beiden Antennen entgegengesetzt sind. Für die Fernwirkung heben sich dann die Ströme in den vertikalen Teilen AB und $A'B'$ vollkommen auf und es bleibt nur übrig die Wirkung der entgegengesetzt gerichteten Ströme in den Teilen CD und $C'D'$, deren Abstand ungefähr $=$ einer halben Wellenlänge gemacht wird, außerdem diejenige in den horizontalen Teilen BC und $B'C'$.

[196. Die Anordnungen von E. Bellini und A. Tosi³⁰⁹⁾.

a. Bellini und Tosi verwenden ebenfalls den in 196 b besprochenen Fall, zwei Antennen mit Strömen gleicher Amplitude, aber entgegengesetzter Phase und zwar zum Teil in einem Abstände, der nur wenig, zum Teil auch in einem solchen, der ziemlich viel kleiner ist als eine halbe Wellenlänge. Dabei sind ihre Antennen nicht vertikal, sondern gegeneinander geneigt (Fig. 418). Der Vorteil solcher Antennen besteht darin, daß sie leicht beide von einem Maste getragen werden können.

Die Wirkung eines derartigen schiefen Antennenpaares ist, wenn es über extrem gut leitendem Boden (Seewasser) steht, nicht wesentlich verschieden von einem vertikalen Antennenpaar derselben Höhe, aber

*) Man wird in diesem Fall an einem Strombauch mit dem Antennenpaar einen Detektorkreis koppeln.

**) Die Fernwirkungs-Charakteristik wenigstens für die vertikalen Teile der Antenne wird dieselbe, wie für diese Doppelantenne als Sender, wie eine einfache Umkehrung der Überlegungen von 196 zeigt.

in einem etwas kleineren Abstand (Fig. 418 strichpunktuierte Antennen).
Stehen sie dagegen auf verhältnismäßig schlecht leitendem Boden, so

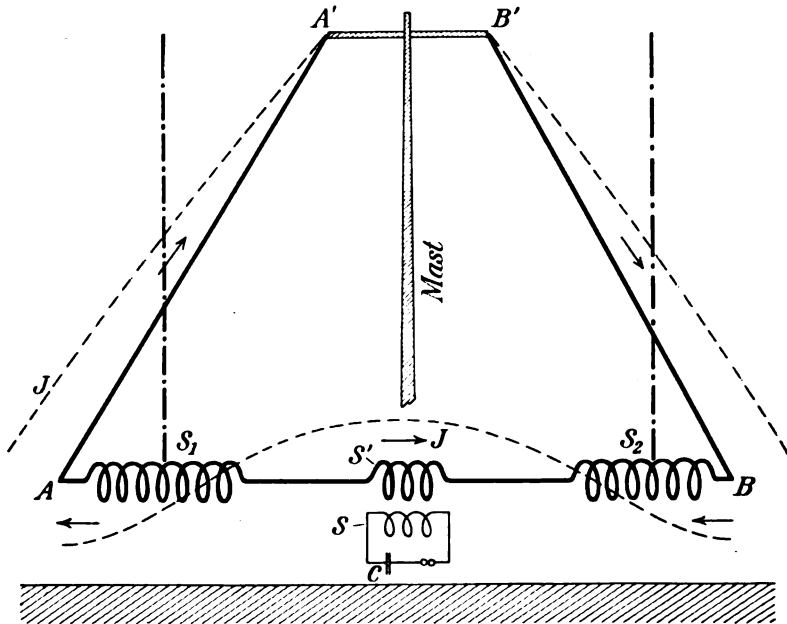


Fig. 418.

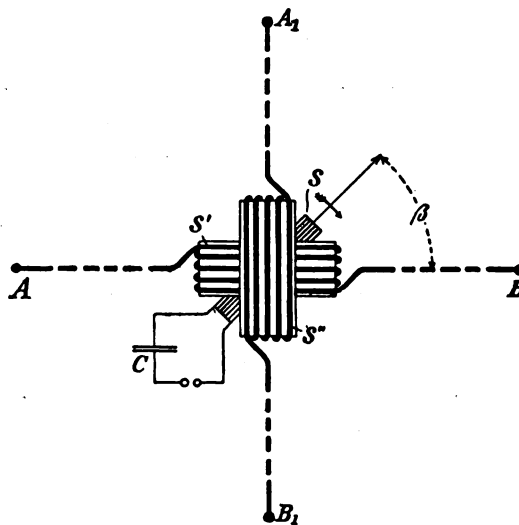


Fig. 419.

ist es nicht ausgeschlossen, daß die Fernwirkungs-Charakteristik nicht unerheblich anders ausfällt als bei zwei vertikalen Antennen [vgl. 205].

In diesem Falle kann auch der horizontale Teil A B (Fig. 418) einen erheblichen Einfluß auf die Fernwirkung gewinnen.

Um in den beiden vertikalen Antennen Schwingungen entgegengesetzter Phase zu bekommen, benutzen Bellini und Tosi die zweite Oberschwingung*) — 3. Harmonische — des ganzen Systems [22] (Fig. 418). Sie ermöglichen eine Schwingung dieser Form bei beliebigem Abstand der Antennen z. B. durch Einschaltung von Spulen (eventuell auch Kondensatoren) geeigneter Dimensionen. Erregt werden die Schwingungen durch einen Kondensatorkreis, C S Fig. 418, der auf die zu erregende Schwingung abgestimmt ist.

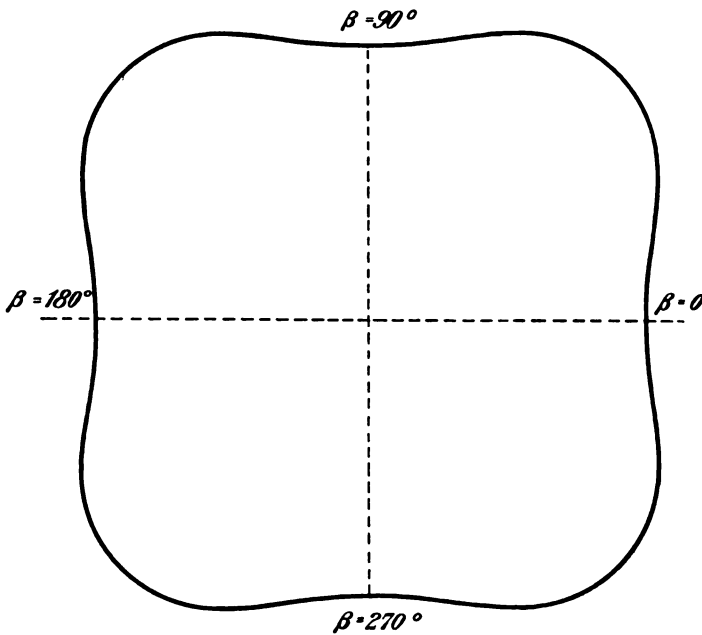


Fig. 420.

Sollen die Antennen zum Empfang benutzt werden, so wird der Kondensatorkreis durch einen Detektorkreis ersetzt. Das System reagiert dann am stärksten auf Wellen, deren Richtung mit der Antennenebene zusammenfällt.

b. Bei den Antennen von Fig. 418 ist die Richtung maximaler Wellenamplitude diejenige der Antennenebene. Soll diese Richtung willkürlich geändert werden, so müßte das ganze System

*) Sie entspricht der in Fig. 33 S. 39 dargestellten Oberschwingung. — Auch die Grundschiwingung, wobei A' A B B' eine halbe Welle darstellt, läßt sich verwenden.

gedreht werden. Das würde schon bei Schiffen umständlich sein, erst recht aber bei festen Stationen. Bellini und Tosi haben deshalb für diesen Zweck einen anderen Weg eingeschlagen*). Sie kombinieren zwei Antennenpaare (AB und A_1B_1 Fig. 419) der in Fig. 418 angegebenen Form so, daß ihre Ebenen senkrecht zueinander sind. Ebenso werden die Koppelungsspulen S' und S'' , die zu den beiden

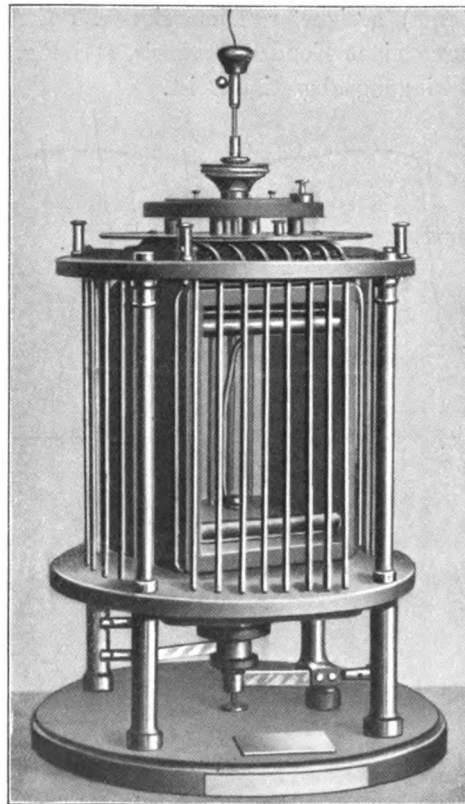


Fig. 421.

Antennenpaaren gehören, senkrecht zueinander angeordnet (Fig. 419). Innerhalb dieser Spulen ist die zu dem erregenden Kondensatorkreis (CS Fig. 419) gehörige Spule S drehbar.

In dem Fall, daß der Antennenabstand d klein gegen die Wellenlänge ist, ($d \leq \lambda/6$) [196 b] zeigt dann eine sehr einfache Rechnung³⁰⁹⁾ das Folgende:

*) Andere Anordnungen zu demselben Zweck sind von A. Blondel³¹⁰⁾ angegeben worden.

1. Die Richtung der maximalen Reichweite fällt zusammen mit der Ebene der Spule S^*); die Amplitude der Wellen in dieser Richtung ist, unabhängig von der Stellung der Spule S , stets gleich der maximalen Amplitude der Welle eines einzigen Antennenpaares.

2. Das Fernwirkungsdiagramm hat für alle Stellungen von S dieselbe Form, diejenige von Fig. 410, die aus zwei Kreisen zusammengesetzt ist, wobei die Verbindungslinie der beiden Kreismittelpunkte in die jeweilige Ebene der Spule S fällt.

Wenn der Antennenabstand größer ist, d zwischen $\lambda/6$ und $\lambda/2$ liegt, so bleibt erhalten der Satz: die Richtung der maximalen Reichweite fällt stets in die Ebene von S^*); sie läßt sich also durch Drehung von S willkürlich ändern. Die maximale Amplitude bleibt aber in diesem Fall nicht mehr für alle Stellungen von S konstant; sie ist ein Maximum für $\beta = 45^\circ$ bzw. 135° , ein Minimum für $\beta = 0$ bzw. 90° **) [vgl. Fig. 420, welche die Maximalamplitude für die verschiedenen Stellungen von S bzw. die verschiedenen Werte von β (Fig. 419) darstellt].

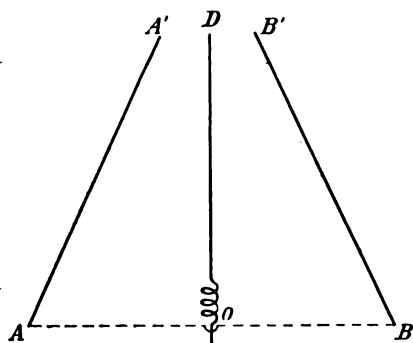


Fig. 422.

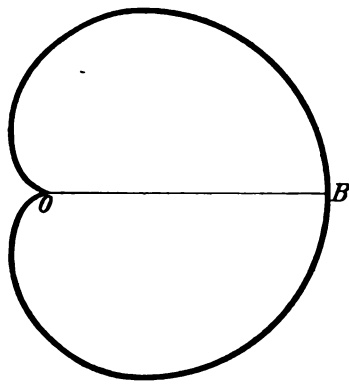


Fig. 423.

Auch die Fernwirkungscharakteristik fällt in diesem Falle für die verschiedenen Stellungen von S etwas verschieden aus. Doch ist dies praktisch ohne große Bedeutung***).

Die beiden Koppelungsspulen S' und S'' mit der drehbaren Spule S_1 haben Bellini und Tosi in einen Apparat, das Sender-„Radiogoniometer“ (Fig. 421), zusammengefaßt. Die beiden Spulen S' und S'' (Fig. 419) sind auf einen Zylinder gewickelt, innerhalb dessen sich S dreht.

*) Wenn die Antennen auf einem Schiff montiert sind, so können die Metallmassen des Schiffes und besonders der Takelage die Verhältnisse ändern, so daß die Richtung der maximalen Wellenamplitude nicht mehr mit derjenigen der beweglichen Spule S zusammenfällt. Dann ist das Radiogoniometer (s. unten) empirisch zu eichen.

**) Die Amplituden in beiden Fällen unterscheiden sich bei $d = \lambda/4$ um 8%, bei $d = \lambda/2$ um 24 %.

***) Bei fester Koppelung zwischen den Antennen und dem erregenden Kondensatorkreis werden im allgemeinen zwei Wellen ausgesandt: die Frequenz derselben ändert sich aber mit der Stellung der Spule nicht³⁰⁹⁾.

Sollen die Antennenpaare zum Empfang darauf abgestimmter Wellen benutzt werden, so wird das Sender-Radiogoniometer ersetzt durch das Empfangs-Radiogoniometer, das im Prinzip wie das Sender-Radiogoniometer gebaut ist, nur Spulen von anderen Windungszahlen enthält. Die bewegliche Spule wird an einen Detektorkreis angeschlossen. Dieses Empfangs-Radiogoniometer spricht, wie sich leicht aus einer Umkehrung der Überlegung für das Sender-Radiogoniometer ableiten läßt, am stärksten an, wenn die Ebene der beweglichen Spule mit der Richtung der ankommenden Wellen zusammenfällt; es spricht nicht an, wenn die Ebene der beweglichen Spule senkrecht dazu steht.

Die Anordnungen von Bellini und Tosi sind in Frankreich vielfach praktisch erprobt worden und haben, wie es scheint, sehr befriedigende Resultate ergeben. In B o u l o g n e ist eine große Station nach ihrem Prinzip gebaut worden. Die Antennen werden von 4 Eisentürmen getragen, sie haben eine vertikale Höhe von 36 m, oben einen Abstand von 80, unten von 127 m. Der Abstand der horizontalen Teile (A B Fig. 418) vom Boden beträgt 8 m, die Wellenlängen 300 m. Die Station ergab bei Nacht mit 0,5 Kilowatt Energie eine Verständigung mit Algier (1500 km) [vgl. aber 145 f].

c. Die Fernwirkungs-Charakteristik der in a und b besprochenen Doppelantennen hat den Mangel, daß sie bilateral ist, also in zwei um 180° verschiedenen Richtungen genau gleich wirkt. Eine unilaterale Charakteristik erhält man, wenn man mit den beiden Antennen der Form Fig. 418 kombiniert eine einfache vertikale Antenne in der Mitte zwischen den beiden Antennen (Fig. 422). Ist der Strom in derselben

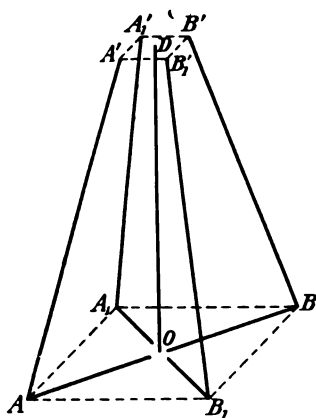


Fig. 424.

in Phase mit demjenigen in der Antenne BB', so wird die Wirkung in der Richtung O B verstärkt, in der Richtung O A geschwächt: man erhält unter geeigneten Bedingungen eine Fernwirkungs-Charakteristik von der Form Fig. 423, d. h. ein ausgesprochenes Maximum der Amplitude in der Richtung O B, ein ausgesprochenes Minimum in der Richtung O A.

Will man in diesem Fall die Richtung maximaler Wellenamplitude veränderlich machen, so kann man ganz nach dem in b besprochenen Prinzip verfahren. Man verwendet das Radiogoniometer mit seinen zwei Doppelantennen und deren festen Kopplungsspulen S' und S'' (Fig. 419), außerdem aber noch eine vertikale einfache Antenne (OD Fig. 424), deren Kopplungsspule mit der Erregerspule S (Fig. 419) fest verbunden ist, sich also mit ihr dreht.

Durch Drehung der Spule S hat man es in der Hand, die Richtung der maximalen Strahlung und zwar mit einer Fernwirkungs-Charakteristik, welche derjenigen von Fig. 423 ähnlich ist, willkürlich zu wählen.

Verwendet man dieselbe Anordnung als Empfänger, so würde dieselbe ohne weiteres nicht dieselbe Fernwirkungs-Charakteristik besitzen wie als Sender, da die Amplitude der Spannung, die in der mittleren vertikalen Antenne induziert wird, nicht gleichphasig ist mit der Spannung in einer der schiefen Antennen. Darauf muß also bei der Schaltung Rücksicht genommen werden.

199. Die Anordnungen von F. Braun³¹¹⁾.

Eine der Anordnungen, mit denen F. Braun 1906 Versuche gemacht hat, ist die in Fig. 425 dargestellte: in den Antennen S_2 und S_3 sind die Schwingungen gleichphasig, in der Antenne S_1 um 270° in der Phase

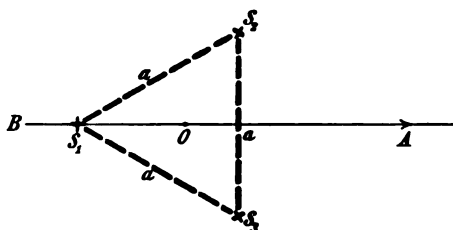


Fig. 425.

dagegen verschoben. Die Amplituden verhalten sich in $S_1 : S_2 : S_3$ wie $1 : 0,5 : 0,5$; der Abstand a ist $= \lambda/4$. In diesem Fall gibt die Rechnung (für sehr gut leitenden Boden) als Charakteristik die Kurve b

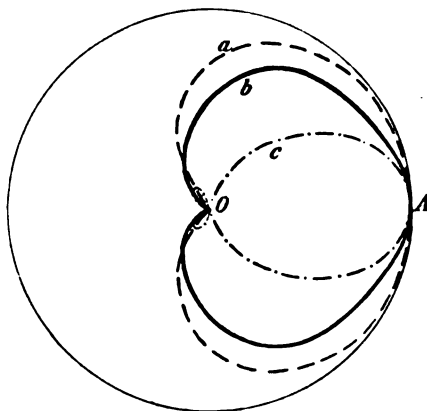


Fig. 426.

von Fig. 426, d. h. maximale Strahlung in der Richtung OA, überhaupt keine Strahlung in der entgegengesetzten Richtung. Im Einklang damit ergaben die Versuche besonders starke Wirkung in der

Richtung O A. In der entgegengesetzten Richtung verschwand die Wirkung nicht ganz, war aber außerordentlich viel geringer*).

Noch günstigere Charakteristiken (Fig. 426, Kurve c) erhält man nach der Theorie mit vier geeignet angeordneten Antennen.

200. Herstellung beliebiger Phasendifferenzen bei ungedämpften Schwingungen. (G. E. Petit)³¹²⁾.

Sowohl bei den Anordnungen von F. Braun als bei den in 196 c besprochenen besteht die Hauptschwierigkeit darin, in den Sendern Schwingungen von vorgeschriebener Phasendifferenz zu erregen**).

Diese Aufgabe ist wenigstens im Prinzip verhältnismäßig einfach zu lösen in dem Fall ungedämpfter Schwingungen.

Eine dafür geeignete Anordnung ist in Fig. 427 skizziert. Der primäre Kondensatorkreis $C_1 S_1 S_1'$, in dem ungedämpfte Schwingungen durch eine Hochfrequenzmaschine oder nach der Lichtbogenmethode erzeugt werden, induziert (Koppelungsspulen = S_1' und S_2') auf einen zweiten Kondensatorkreis $C_2 S_2 S_2'$, der sich in Resonanz mit dem ersten befindet. Es entstehen deshalb im Sekundärkreis $C_2 S_2 S_2'$ ebenfalls ungedämpfte Schwingungen, die aber gegenüber den Schwingungen in $C_1 S_1 S_1'$ um 90° in der Phase verschoben sind.

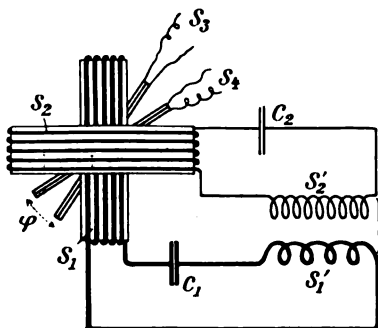


Fig. 427.

Die Ebenen der beiden Spulen S_1 und S_2 sind senkrecht zu einander. Da die Ströme in S_1 und S_2 um 90° in der Phase gegen einander verschoben sind, so entsteht in dem von den Spulen S_1 und S_2 umschlossenen Raum ein magnetisches Drehfeld und zwar ein kreisförmiges, wenn die Dimensionen und die Koppelung der beiden Kondensatorkreise so gewählt sind, daß die magnetischen

Felder der Spulen S_1 und S_2 dieselbe Amplitude haben. Bringt man in ein solches Drehfeld zwei Spulen S_3 und S_4 , deren Ebenen den Winkel ψ miteinander bilden, so werden in ihnen elektromotorische Kräfte von der Phasendifferenz ψ induziert. Werden dieselben also in zwei gleiche Antennen eingeschaltet, so besitzen die Ströme in denselben ebenfalls eine Phasendifferenz $= \psi$.

Auch den Amplituden der beiden Ströme kann man ein beliebiges Verhältnis geben, indem man die Windungszahl der beiden Spulen S_1 und S_2 entsprechend wählt.

*) Bei einem Versuch betrug z. B. der Ausschlag eines Meßinstruments im Empfänger für die Richtung O A 30, in der entgegengesetzten Richtung 2 Skalenteile.

**) Die in der Wechselstromtechnik gebräuchliche Methode: Verzweigung zwischen induktionslosem und induktivem Widerstand ist im vorliegenden Fall nicht verwendbar, da die induktionslosen Widerstände so hoch sein müßten, daß sie die Dämpfung in unzulässiger Weise erhöhen würden.

201. Herstellung beliebiger Phasendifferenzen bei gedämpften Schwingungen.

Diese sehr viel schwierigere Aufgabe ist von L. Mandelstam und N. Papalexi³¹³⁾ mit einer Methode gelöst worden, die aus folgender Überlegung abgeleitet werden kann.

a. Der Kondensatorkreis $F C' A C_1 B C'' F$ (Fig. 428) möge in Schwingungen versetzt sein. Bezeichnet dann ϑ die Spannung zwischen den Punkten B und A,

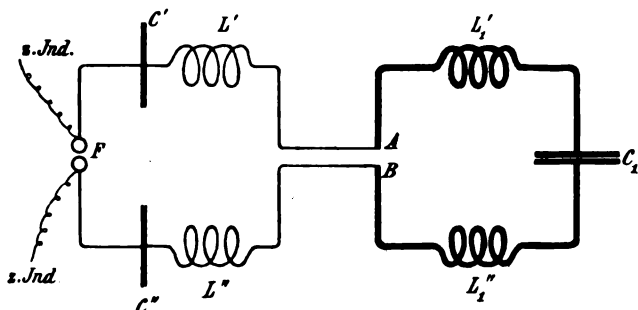


Fig. 428.

ϑ_1 die Spannung zwischen den Belegungen des Kondensators C_1 , \mathcal{E}_1 die EMK, die längs $A L_1' C_1 L_1'' B$ induziert wird, so besteht bei sehr kleinem Ohmschen Widerstand annähernd die Beziehung $\vartheta = \vartheta_1 + \mathcal{E}_1$.

Gegen den Strom — in Fig. 429 u. ff. mit i bezeichnet — ist ϑ_1 um 90° in

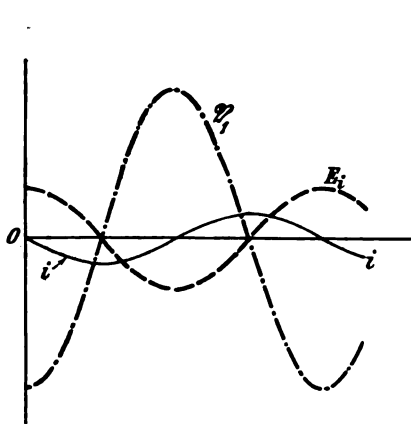


Fig. 429.

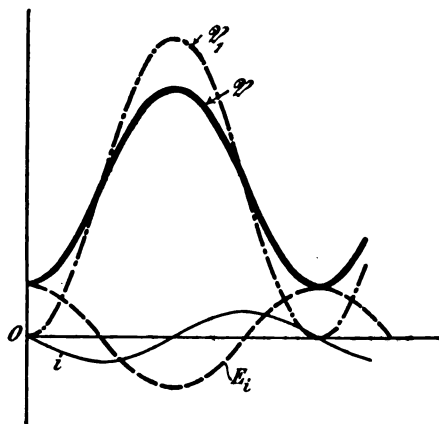


Fig. 430.

der Phase verfrüht, \mathcal{E}_1 um 90° verspätet. Die Schwingungskurven haben also die Gestalt von Fig. 429.

b. Nun mögen die Punkte A und B durch eine Spule sehr hoher Induktanz verbunden sein. Die schnellen Schwingungen des Kondensatorkreises verlaufen dann so, wie wenn die Spule überhaupt nicht vorhanden wäre^[41 b]. Für die Zeit dagegen, während welcher der Kondensatorkreis durch den Induktor geladen

wird, bildet die Spule einen Kurzschluß des Kondensators C_1 . Es muß also die Spannung \mathfrak{U}_1 im Anfang Null sein, sie kann nicht, wie es Fig. 429 darstellt, im Anfang einen Maximalwert haben.

Dann addiert sich zu der in Fig. 429 dargestellten veränderlichen Spannung noch eine konstante Spannung, deren Größe = der Amplitude der variablen Spannung \mathfrak{U}_1 von Fig. 429 ist. Infolge davon verschieben sich die Kurven für \mathfrak{U}'

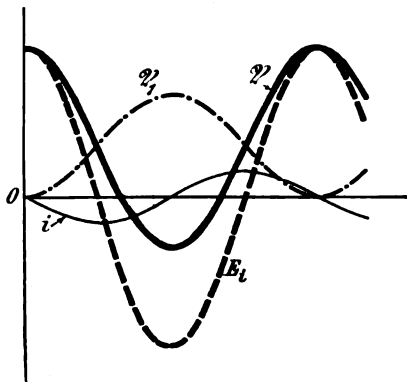


Fig. 431.

und \mathfrak{U}_1 ; sie nehmen die Gestalt von Fig. 430 an, wenn $\mathfrak{U}_{10} > \mathfrak{E}_{10}$ ist, andernfalls diejenige von Fig. 431. Wesentlich für das Folgende ist, daß im ersten Falle, d. h. wenn $\mathfrak{U}_{10} > \mathfrak{E}_{10}$ oder, was dasselbe ist, wenn $\frac{1}{\omega C_1} > \omega L_1$, d. h. die Kondensanz des Kreises $A C_1 B$ größer ist als die Induktanz, das Maximum der Spannung \mathfrak{U}' nach einer halben Periode des Kondensatorkreises $F C' A C_1 B C'' F$ eintritt. Im zweiten Fall, der für das Folgende nicht

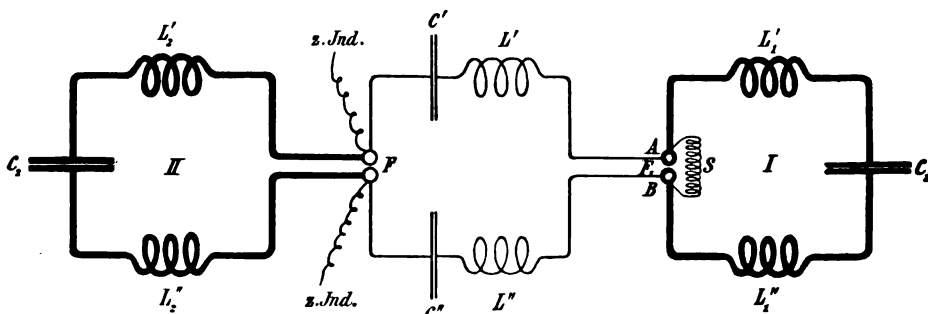


Fig. 432.

interessiert, tritt das Maximum der Spannung \mathfrak{U}' unmittelbar nach dem Einsetzen der Schwingungen auf.

c. Es soll nun die Anordnung von Fig. 428 zu derjenigen von Fig. 432 erweitert werden. Die Funkenstrecke F_1 sei auf maximale Schlagweite, d. h. so eingestellt, daß dort eben Funken übergehen, wenn

bei F ein Funke einsetzt. Die Kondensatorkreise I*) und II sollen auf einander abgestimmt sein.

Läßt man dann bei F einen Funken überschlagen, so gerät gleichzeitig in Schwingungen der Kondensatorkreis II und der Kondensatorkreis $F C' A C_1 B C'' F$. Der Funke bei F_1 und damit die Eigenschwingungen des Kondensatorkreises I setzen erst ein, wenn die Spannung \mathcal{U} bei F_1 ihr Maximum erreicht hat, d. h. nach einer halben Periode des Kondensatorkreises $F C' A C_1 B C'' F$. Da man die Periode dieses Kondensatorkreises durch Veränderung der Spulen $L' L''$ innerhalb gewisser Grenzen beliebig variieren kann, so hat man damit ein Mittel, die Eigenschwingungen des Kondensatorkreises I innerhalb dieser Grenzen um eine beliebige Zeit später einsetzen zu lassen als die Schwingungen des Kondensatorkreises II, d. h. den Schwingungen des Kreises I gegenüber denjenigen des Kreises II eine beliebige Phasendifferenz zu erteilen.

d. Zur praktischen Ausführung der Methode ist noch das Folgende zu bemerken:

1. Es ist vor allem der oben vorausgesetzte Fall $\frac{1}{\omega C_1} > \omega L_1$ zu realisieren. Das ist gleichbedeutend [5a] mit der Bedingung: es muß die Frequenz des Kondensatorkreises $F C' A C_1 B C'' F$ kleiner sein als diejenige des Kondensatorkreises I.

2. Es ist günstig, die resultierende Kapazität der Kondensatoren C' und C'' gleich der Kapazität der Kondensatoren C_1 bzw. C_2 zu machen: der Wirkungsgrad der ganzen Anordnung wird dadurch ein Maximum.

3. Die drei Teile, in welche die Anordnung zerfällt (vgl. Fig. 432), dürfen nicht merklich aufeinander induzieren. Sonst werden die Vorgänge viel verwickelter, als es oben angegeben wurde.

4. Damit der Funke bei F_1 wirklich sofort einsetzt, wenn die Spannung dort ein Maximum geworden ist, empfiehlt es sich, die Funkenstrecke F_1 mit dem ultravioletten Licht der Funkenstrecke F zu belichten oder irgendwelche ionisierende Mittel in die Nähe von F_1 zu bringen [42b].

§ 3. Luftleiter mit horizontalen oder schiefen Teilen.

202. Die geknickte Antenne Marconis.

Einen ganz anderen Weg als er bei den Anordnungen von § 2 beabsichtigt war, hat zuerst Marconi³¹⁴⁾ beschritten.

*) Das heißt $F_1 L_1' C_1 L_1'' F_1$.

Er benutzt einen Luftleiter, der aus einem kürzeren vertikalen und einem längeren horizontalen Teil besteht, im einfachsten Fall also die Form von Fig. 433 besitzt*).

Wenn Marconi von diesem Sender nachgewiesen hat, daß er

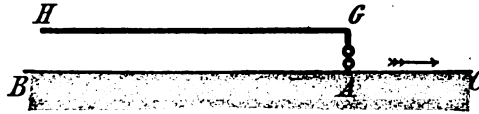


Fig. 433.

auf eine Entfernung von ca. einer Wellenlänge eine Charakteristik der Form Fig. 434**) besitzt, so beweist das nach 92 c nichts für die Wirkung des Senders auf große Entfernung. Allein Marconi hat auch durch

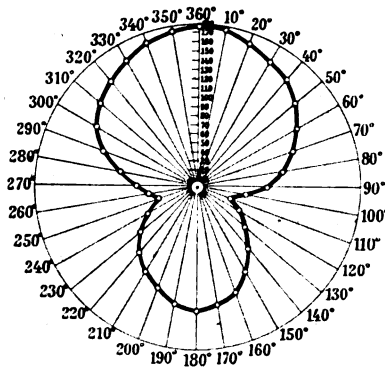


Fig. 434.

Fernversuche festgestellt, daß dieser Sender auf große Entfernung eine stärkere Wirkung liefert in der Richtung AC als in der entgegengesetzten und eine besonders kleine Wirkung senkrecht zur Antennen-

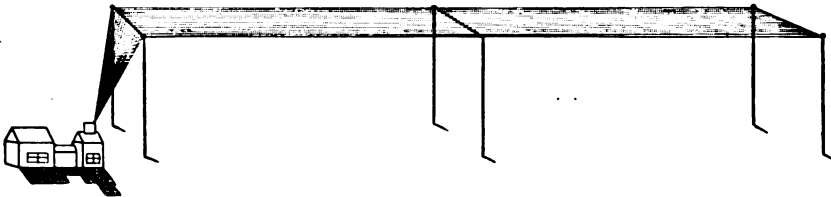


Fig. 435***).

*) Bei den damaligen Versuchen von Marconi³¹⁴⁾ war die Wirkung am günstigsten, wenn der horizontale Teil $\frac{1}{5}$ der Wellenlänge war. Für dieses Verhältnis stellt Fig. 434 die Charakteristik dar.

**) Aus Proc. Royal Soc. A. 77, S. 415, 1906. — Die Richtung 360° entspricht der Richtung AC in Fig. 433.

***) Aus dem Jahrb. für drahtl. Tel. 1, 608. 1908.

ebene. Es muß demnach auch die Charakteristik für große Entfernung eine größere Ausdehnung besitzen in der Richtung AC als in der entgegengesetzten.

Eine ausgeführte Antenne nach dem Typus von Fig. 433 ist in Fig. 435 schematisch dargestellt. Es ist der von Marconi für seine transatlantischen Stationen*) gebrauchte. Daß Marconi diese Antennenform bei seinen transatlantischen Stationen eingeführt hat, beweist wohl besser als alles andere die gute Wirkung derselben.

203. Die Wirkungsweise der geknickten Marconiantenne als Sender.

a. Die Wirkungsweise der Marconiantenne kann keine Erklärung finden, solange man die Erde als extrem gut leitend betrachtet.

Man würde in diesem Fall berechtigt sein, den Sender von Fig. 433 und die Wirkung des Bodens zu ersetzen durch den Sender von Fig. 436 ohne Boden [138 a] und das Feld dieses Senders zu berechnen aus der Wirkung der einzelnen Stromelemente der Antenne [25 b]. Bei ebener Erdoberfläche kommt es praktisch an auf das Feld in der Äquatorebene. Für das Feld in der Äquatorebene heben sich aber die Beiträge der beiden horizontalen Teile der Antenne (Fig. 436) um so mehr auf, je größer die Entfernung des Empfängers vom Sender ist. Für sehr große

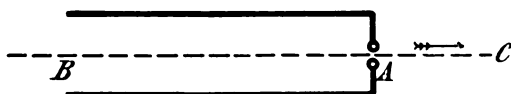


Fig. 436.

Entfernungen, um die es sich bei der drahtlosen Telegraphie immer handelt, bleibt praktisch nur übrig die Wirkung des vertikalen Teils, und diese ist aus Symmetriegründen für alle Richtungen dieselbe. Der Sender könnte nicht für gerichtete Telegraphie gebraucht werden.

Es folgt daraus einerseits, daß der geknickte Marconisender über Seewasser, d. h., wenn er sich z. B. auf einem Schiffe**) befindet, kein oder nahezu kein Richtvermögen besitzen kann, also nach allen Richtungen merklich gleich stark strahlen muß.

Andererseits aber kann das Richtvermögen, das die Antenne, wenn sie auf festem Boden steht, tatsächlich besitzt, nur erklärt werden,

*) Bei der Station Clifden sollen³¹⁵⁾ 30 je 60 m hohe Masten vorhanden sein, zwischen denen 200 parallele Drähte auf eine Länge von 2000 m und in einer Breite von 330 m ausgespannt sind. Die Grundschiwingung dieser Antenne soll 4000 m betragen. — Nach einer anderen Angabe soll Marconi bei seinen transatlantischen Stationen jetzt getrennte Sende- und Empfangsantennen verwenden. Der Sender soll 600 m lang, der Empfänger 1800 m lang sein und nur aus 2—4 Drähten bestehen.

**) Richtiger auf einem Holzfloß: denn die Metallmassen der Takelage eines Schiffes würden die Verhältnisse doch vollkommen ändern.

wenn man auf die Vorgänge im Boden und auf dessen Leitvermögen und Dielektrizitätskonstante Rücksicht nimmt.

b. Eine wirkliche Erklärung des geknickten Marconisenders ist erst in neuester Zeit durch H. von Hoerschelmann³¹⁶⁾, einem Schüler A. Sommerfelds, gegeben worden. Das Resultat seiner Theorie, die in der Umgebung des Senders einen in horizontaler und vertikaler Richtung homogenen Boden voraussetzt, ist das Folgende.

Die Wirkung einer über einem mäßig leitenden Erdboden ausgespannten horizontalen Antenne besteht darin, daß dieselbe in ihrer unmittelbaren Nähe in der obersten Erdschicht kräftige Erdströme induziert. Die Stärke der vertikalen Komponente dieser Ströme erreicht in einem gewissen Abstände von der Antennenmitte (in der Richtung der Antenne) nach beiden Seiten hin ein scharf ausgeprägtes Maximum und die Phasen der Ströme rechts und links der Antennenmitte sind einander entgegengesetzt. Man kann sich nun, wie die Theorie zeigt, die vertikalen Komponenten der Erdströme wesentlich an den

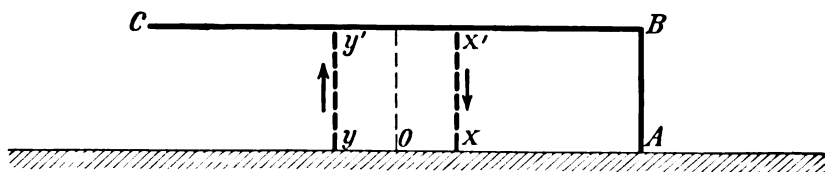


Fig. 437.

beiden erwähnten Maximumstellen konzentriert denken, und alles verhält sich dann so, als ob von diesen beiden Stellen des Erdbodens zwei einfache Wellen ausgingen, wie sie von zwei dort wirklich aufgestellten vertikalen Antennen, deren Ströme mit entgegengesetzter Phase schwingen, ausgesandt werden würden. Diese „fingierte“ vertikale Doppelantenne wird also von einem horizontalen Sender gewissermaßen automatisch im Erdboden erzeugt.

Das Feld der geknickten Marconiantenne läßt sich, wie die Theorie zeigt, einfach berechnen, indem man das Feld des vertikalen Teils AB, und dasjenige der beiden fingierten Antennen XX' und YY' (Fig. 437), die von dem horizontalen Teil BC herrühren, superponiert und beide nach den Regeln von 25 so berechnet, wie wenn die leitende Erde nicht vorhanden wäre.

Äußerlich ist also die Anordnung ganz wie bei dem in 198 c besprochenen Sender, der Kombination einer einfachen vertikalen Antenne mit einem in entgegengesetzter Phase schwingenden Antennen-

p a a r. Aber im vorliegenden Fall ist der Abstand $d = XY$ des Antennenpaars nicht willkürlich, sondern = der Höhe h (= AB Fig. 437) der Marconiantenne. Die Phase der Schwingung in der Doppelantenne ist nicht gleich (bzw. entgegengesetzt) derjenigen in der symmetrischen Antenne, sondern die Schwingung in der Antenne XX' ist um 45° verspätet gegenüber derjenigen in der Antenne AB . Endlich ist zwar die Amplitude der Wellen, die von den beiden fingierten Antennen XX' und YY' ausgesandt werden, gleich, aber sie ist nicht gleich der Amplitude der von der Antenne AB ausgesandten Welle. Es besteht*) vielmehr, wenn man die erstere mit E_{fo} , die letztere mit E_{ho} bezeichnet, die Beziehung:

$$E_{fo} = E_{ho} \cdot \frac{l}{h} \cdot \frac{\lambda}{2\pi h \sqrt{2\sigma\lambda c}} \quad \dots \quad (1)$$

Die beiden fingierten Antennen geben nach 196 b in einem sehr entfernten Punkte P**) ein Feld von der Amplitude

$$E'_o = 2 E_{fo} \cdot \frac{\pi d}{\lambda} \cos \vartheta = 2 E_{fo} \cdot \frac{\pi h}{\lambda} \cos \vartheta^{**}) \quad \dots \quad (2)$$

Superponiert man diese von der fingierten Doppelantenne ausgesandte Welle und diejenige der vertikalen Antenne mit Rücksicht auf ihre Phase — der Phasenunterschied beträgt 45° — so erhält man als Amplitude der resultierenden Welle

$$\left. \begin{aligned} E_{ro} &= \sqrt{E_{ho}^2 + E'^2_o + 2 E_{ho} E'_o \cos 45^\circ} \\ &= E_{ho} \sqrt{1 + \beta^2 \cos^2 \vartheta + \sqrt{2} \cdot \beta \cos \vartheta}, \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (3)$$

wenn zur Abkürzung gesetzt ist

$$\beta = \frac{l}{h} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\sigma\lambda c}}.$$

Diese Beziehung liefert die Fernwirkungscharakteristik des Senders. Ihre Form hängt von der Größe von β , d. h. abgesehen von der Wellenlänge hauptsächlich von der Länge des horizontalen Antennenteils im Verhältnis zur Länge des vertikalen und von dem Leitvermögen des Bodens ab. In Fig. 438 sind die Fernwirkungscharakteristiken für $\beta = 4^{***})$ (stark ausgezogene Kurve b) und $\beta = 1,4^\dagger)$ (Kurve c) wiedergegeben; sie entsprechen einem schlecht leitenden Boden. Die erstere ist außerordentlich ähnlich der von Marconi beobachteten (Fig. 434), die Theorie gibt also die Verhältnisse sehr gut wieder. Das maximale Richtvermögen tritt ein für $\beta = 1$ (Charakteristik sehr ähn-

*) Unter folgenden Annahmen:

1. Höhe h und Länge l der Antenne $\ll \lambda$;

2. der Ausdruck $\frac{2\sigma\lambda c}{k} \gg 1$ [σ = Leitvermögen des Bodens, c = Lichtgeschwindigkeit, k = Dielektrizitätskonstante des Bodens, alles in C.G.S.-Einheiten]. Diese Annahme ist unter den praktisch in Betracht kommenden Verhältnissen stets erfüllt.

**) $\angle POA = \vartheta$.

***)) Entsprechend z. B.: $\sigma = 1,2 \cdot 10^{-16}$ C.G.S.; $\lambda = 2000$ m; $l/h = 5$.

†) Entsprechend z. B.: $\sigma = 10^{-15}$ C.G.S.; $\lambda = 2000$ m; $l/h = 5$.

lich der Kurve c), während schon für $\beta = 0,2$ die Charakteristik (strichpunktiierte Kurve d von Fig. 438) eine sehr ungünstige Form hat.

Wenn das Leitvermögen des Bodens sehr groß, β sehr klein wird, so überwiegt in dem Wurzel Ausdruck von Gl. 3 das erste Glied über die übrigen und es wird, wie nach a. zu erwarten ist, $E_{ro} = E_{ho}$, d. h. die Fernwirkung ist im wesentlichen gleich derjenigen des vertikalen Teils A B, (Fig. 438, Kurve e). Im anderen Grenzfall, wenn β sehr groß — z. B. die Länge des horizontalen Teils sehr viel größer ist als diejenige des vertikalen —, wird die Wirkung des horizontalen Teils bzw. der fingierten Doppelantenne sehr viel größer, und die Fernwirkungs-

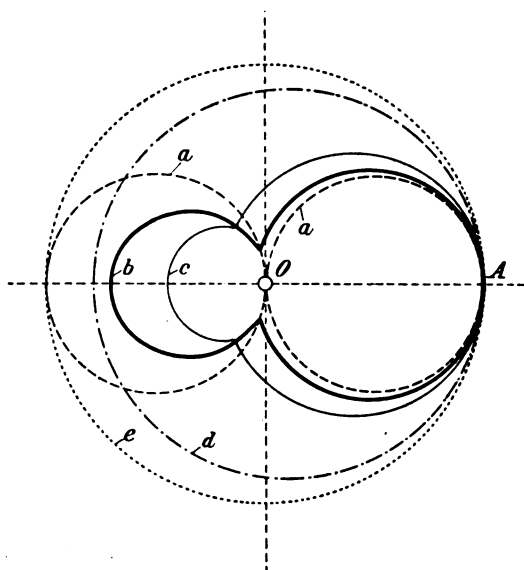


Fig. 438.

Charakteristik muß annähernd die Form annehmen wie bei einer Doppelantenne mit Strömen entgegengesetzter Phase (Fig. 438, Kurve a; vgl. Fig. 410) d. h. die Antenne wirkt in der Richtung A B und A C Fig. 433 nahezu gleich, aber in der dazu senkrechten Richtung nur äußerst wenig.

c. Damit die geknickte Marconiantenne als gerichteter Sender wirkt, ist also unbedingt erforderlich, daß sie über schlecht leitendem Boden sich befindet: das Richtvermögen entsteht durch die Mitwirkung der Ströme im Erdboden. In dieser Beziehung besteht also ein grundsätzlicher Unterschied gegenüber den in § 1 besprochenen Anordnungen mit mehreren Antennen und phasenverschobenen Strömen. Diese be-

sitzen Richtvermögen gleichgültig wie der Boden beschaffen ist, auch dann, wenn sie auf Schiffen über Seewasser stehen. Es genügt aber bei der Marconiantenne zur Ausbildung von gerichteten Wellen, wenn der Sender nur auf verhältnismäßig kleine Entfernung von schlecht leitendem Boden umgeben ist. Haben sich die Wellen in der Nähe des Senders als gerichtete entwickelt, so behalten sie vermutlich diese Eigenschaft auch, wenn sie sich nachher über gut leitenden Boden, z. B. Seewasser fortpflanzen. Für die Fortpflanzung (Absorption, Richtung des Feldes an der Erdoberfläche) gelten im übrigen dieselben Beziehungen wie für nicht gerichtete Wellen [139 ff.].

204. Die geknickte Marconiantenne als Empfänger ³¹⁷⁾.

a. Marconi hat bei seinen Versuchen auf große Entfernungen gefunden ³¹⁴⁾, daß seine Antenne bei weitem am besten ansprach auf Wellen, welche die Richtung des Pfeils von Fig. 439 hatten, dagegen

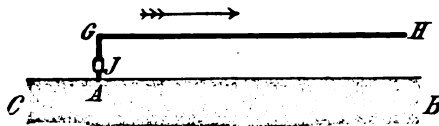


Fig. 439.

nur wenig erregt wurde durch Wellen, welche sich in der entgegengesetzten Richtung fortpflanzten; die Wirkung von Wellen, die senkrecht zur Antennenebene auftrafen, lag zwischen jenen beiden Extremen.

Bei anderen Versuchen ergab sich die Wirkung der Wellen, welche die Richtung des Pfeils von Fig. 439 hatten, nur wenig verschieden von der Wirkung der Wellen in entgegengesetzter Richtung; dagegen war die Wirkung von Wellen, die senkrecht zur Antennenebene auftraten, sehr klein.

b. Eine vollständige Erklärung für die Wirkungsweise der geknickten Marconiantenne als Empfänger ist bis jetzt nicht gegeben worden. Man würde dabei nicht nur die Wirkung der Wellen in der Luft auf den horizontalen und vertikalen Teil der Antenne, sondern auch noch das elektrische Feld der Wellen in der Erde auf die Erdströme, die nach 203 einen wesentlichen Teil der Eigenschwingungen dieser Antennen bilden, zu berücksichtigen haben. Sollte es auch in diesem Falle gestattet sein, die Wirkung des Erdfeldes auf diese Erdströme zu ersetzen durch die Wirkung auf die beiden fingierten vertikalen Antennen von 203 b, so würde die Aufgabe verhältnismäßig leicht sein. Indessen ist dies nicht von vornherein klar.

Qualitativ erhält man die Wirkung der Marconiantenne so, wie sie durch die Versuche festgestellt wurde, wenn man nur die Wirkung des Feldes in Luft auf den vertikalen und horizontalen Teil des eigentlichen Luftleiters in Betracht zieht (J. Zenneck)³¹⁷⁾.

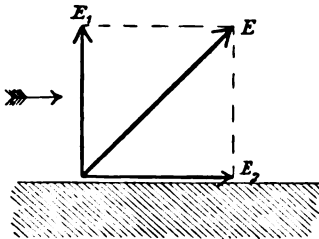


Fig. 440.

1. Damit die Verhältnisse möglichst einfach werden, soll vorerst angenommen werden, daß das elektrische Feld, das von den Senderwellen erzeugt wird, im wesentlichen ein gegen die Vertikale stark geneigtes Wechselfeld ist [139 a]. Die Richtung sei diejenige von E in Fig. 440. Die horizontale Komponente der elektrischen Feldstärke sei E_2 , die vertikale E_1 . Die Spannung, welche dieses Feld längs der Antenne erregt, setzt sich dann zusammen aus der Spannung

längs AG (Fig. 441), für welche nur die vertikale Komponente E_1 in Betracht kommt, und aus derjenigen längs GH , welche nur durch die horizontale Komponente E_2 erzeugt wird. Da nach der gemachten Voraussetzung die horizontale und die vertikale Komponente gleichphasig sind, so verstärken sich die Spannungen längs AG und GH , d. h. die Amplitude der Spannung längs der ganzen

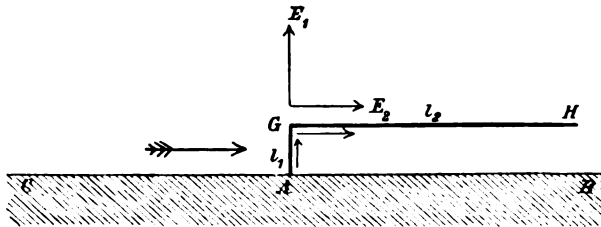


Fig. 441.

Antenne AGH wird = der Summe der in dem horizontalen und der in dem vertikalen Teil allein induzierten Spannungen.

Dreht man dagegen die Antenne in die Lage Fig. 442, so wird die Amplitude der Spannung längs AGH = der Differenz der im vertikalen Teil AG und der im horizontalen Teil GH induzierten Spannungen.

Stellt man endlich den Empfänger so, daß seine Ebene senkrecht ist zur Fortpflanzungsrichtung der Welle, so kommt die horizontale Komponente E_2 überhaupt nicht zur Wirkung; es bleibt nur die Wirkung auf den vertikalen Teil.

Man kann nun 2 Fälle unterscheiden.

a) Die Spannung, welche im horizontalen Teil GH induziert wird, ist kleiner als die im vertikalen Teil induzierte. Dann folgt aus dem Gesagten: die Wirkung der Welle auf den Empfänger muß einen maximalen Wert haben in der Stellung Fig. 441, einen minimalen in der Stellung Fig. 442, zwischen diesen beiden extremen Werten liegen, wenn die Ebene des Empfängers senkrecht ist zur Fortpflanzungsrichtung der Welle.

ß) Die Spannung im horizontalen Teil ist erheblich größer als diejenige im vertikalen. Dann müssen die Wirkungen in den Stellungen Fig. 441 und

442 nur wenig verschieden, dagegen sehr viel kleiner sein im Fall, wenn die Wellen senkrecht zur Antennenebene ankommen.

2. Wenn das elektrische Feld an der Erdoberfläche nicht ein reines Wechselfeld ist, sondern eine mehr oder weniger große Drehfeldkomponente besitzt [139 e], so ist die horizontale und vertikale Komponente der elektrischen Feldstärke nicht mehr gleichphasig. Da indes die Phasendifferenz zwischen 0 und 45° liegt, so bleiben die Resultate von 1. qualitativ bestehen. Der Unterschied zwischen den beiden Hauptstellungen wird allerdings um so geringer, je größer jene Phasenverschiebung ist.

c. Für die Charakteristik eines solchen *) Empfängers für gerichtete Telegraphie ist maßgebend das Verhältnis der Wirkung auf den horizontalen zu der Wirkung auf den vertikalen Teil. Dieses hängt ab:

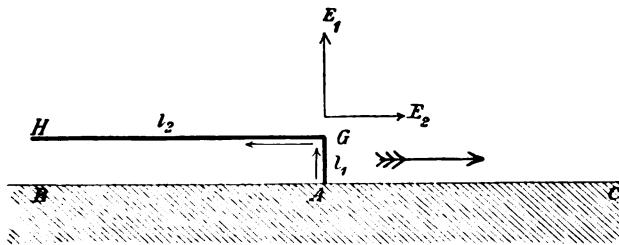


Fig. 442.

1. von dem Verhältnis der Länge des horizontalen Teils zu derjenigen des vertikalen Teils der Antenne;

2. von der Beschaffenheit des Bodens schon insofern, als dadurch einmal das Amplitudenverhältnis der horizontalen und vertikalen Komponente der Feldstärke und dann die Phasendifferenz zwischen beiden Komponenten bestimmt wird [139 e].

Befindet sich die Antenne über Seewasser**), so kann die Wirkung auf dieselbe nicht oder nur ganz wenig von ihrer Stellung abhängen; sie ist für gerichtete Telegraphie nicht brauchbar. Denn in diesem Fall ist nach 138 c die horizontale Komponente der Feldstärke ganz verschwindend klein gegen die vertikale, demnach auch die Wirkung auf den horizontalen Teil der Antenne verschwindend klein gegen die Wirkung auf den vertikalen Teil.

*) In ähnlicher Weise erklären sich auch andere Empfangsantennen für gerichtete Telegraphie.

**) Wenn die Antenne an Bord eines Schiffes sich befindet, so ist denkbar, daß durch die Metallmassen des Schiffes eine starke Verzerrung des elektrischen Feldes eintritt und demnach die oben vorausgesetzten einfachen Verhältnisse nicht mehr zutreffen.

205. Schiefe Antennen.

a. Schon im Jahre 1902 hat F. Braun³¹¹⁾ mit der in Fig. 443 abgebildeten Antennenform (A B = Antenne, C ein darauf abgestimmter und damit direkt gekoppelter Kondensatorkreis) erfolgreiche Versuche gemacht. Der Winkel, den die Antenne mit der Horizontalen bildet, war dabei ungefähr 5° . Es wurde damals festgestellt, daß ein solcher Empfänger am stärksten erregt wird durch Wellen, deren Fortpflanzungsrichtung in der durch den Empfänger gehenden Vertikalebene liegt, dagegen sehr wenig durch Wellen, die senkrecht dazu sich fortpflanzen.

b. Inzwischen ist, wie es scheint, in der Praxis häufig beobachtet worden, daß z. B. Harfensender (Fig. 183), die schief von den beiden Türmen, von denen sie getragen werden, abgespannt sind*), als Empfänger viel besser ansprechen auf Wellen, welche die Richtung des Pfeiles

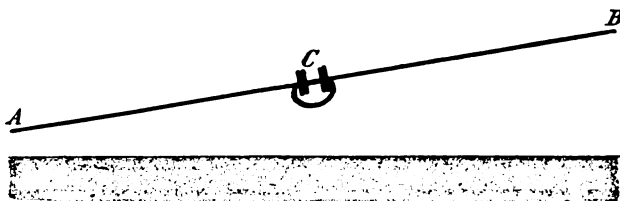


Fig. 443.

von Fig. 365 (S. 363) haben, als auf Wellen anderer Richtung, und daß die Amplitude der von ihnen ausgesandten Wellen am größten ist in der Richtung entgegengesetzt derjenigen des Pfeiles von Fig. 365.

c. Eine Erklärung für das Richtvermögen solcher Antennen als Empfänger liegt schon in der Tatsache, daß für Wellen, die sich über schlecht leitendem Boden fortpflanzen, die Richtung der elektrischen Feldstärke nicht vertikal, sondern schief gegen die Erdoberfläche gerichtet ist [139e], und daß eine Antenne am stärksten ansprechen muß, wenn ihre Richtung zusammenfällt mit der Richtung des elektrischen Feldes, in dem sie sich befindet**) [171].

Das Richtvermögen solcher schiefen Antennen als Sender erklärt sich wohl in ähnlicher Weise, wie dasjenige des geknickten Marconi-senders. Es ist anzunehmen, daß man die Fernwirkung eines schief

*) Eine solche Antenne hat z. B. der Eiffelturm.

**) Das war bei der Antenne Fig. 443 zweifellos nicht annähernd der Fall. Da sie nur wenig gegen die Erdoberfläche geneigt ist, kommt bei ihr in erster Linie die horizontale Komponente des elektrischen Feldes zur Wirkung.

gegen die Erdoberfläche gerichteten Antennenstroms zerlegen kann in die Wirkung einer vertikalen und einer horizontalen Stromkomponente.

Danach ist zu vermuten, daß das Richtvermögen der schiefen Antennen sowohl als Sender wie als Empfänger verschwindet, sobald sie sich über sehr gut leitendem Boden befinden.

206. Horizontale Antennen, Erdantennen.

Bei den Versuchen von F. Braun (205 a) war zweifellos die kleine Neigung, welche die Antenne von Fig. 443 gegen die Horizontale hatte, unwesentlich. Er hätte ungefähr dieselben Resultate erhalten, wenn diese Antenne genau horizontal gewesen wäre.

Solche horizontalen Antennen, die im Gegensatz zu der geknickten Antenne Marconis aus 2 symmetrischen Hälften in geringer Höhe über dem Erdboden bestehen, nennt man neuerdings „Erdantennen“³¹⁸⁾. Sie sind, abgesehen von F. Braun, mehrfach (z. B. von Marconi,

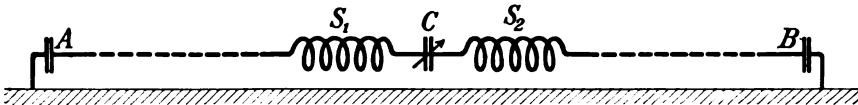


Fig. 444.

L. Zehnder³¹⁸⁾ vorgeschlagen und wohl auch gelegentlich versucht worden. Aber man war doch wohl allgemein der Ansicht, daß ihre Wirkung derjenigen von vertikalen Antennen so sehr nachstehe, daß ihre praktische Verwendung kaum in Frage kommen könne. In neuester Zeit hat aber F. Kiebitz³¹⁸⁾ nachgewiesen, daß sich mit solchen Antennen nicht unbedeutende Reichweiten erzielen lassen. Mit einer Antenne von 240 m Länge als Empfänger konnten bei Belzig die Zeichen der Station auf dem Admiralggebäude in London sehr gut aufgenommen werden (Entfernung 880 km; Höhe des horizontalen Teils der Empfangsantenne über dem Erdboden 1 m). Dieselbe Antenne als Senderantenne gestattete eine bequeme Aufnahme ihrer Telegramme in Swinemünde (230 km)*).

Die von ihm benützten Antennen bestanden entweder aus zwei frei endigenden Hälften, wie die von Braun benutzte (Fig. 443), oder sie waren an ihren Enden A und B (Fig. 444) durch Vermittlung je eines Kondensators geerdet.

*) Mit einer Antenne von ca. 1200 m Länge scheinen sogar einige Zeichen der Marconistation in Glacebay (Kanada) aufgenommen worden zu sein.

Die Wirkung dieser Antennen (bzw. ihres horizontalen Teils) läßt sich nach 203 b*) jedenfalls annähernd ersetzen durch die Wirkung von zwei vertikalen Antennen, deren Ströme gleiche Amplitude, aber entgegengesetzte Phase haben. Sie müssen als Senderantennen besonders stark wirken in der durch sie gelegten Vertikalebene, als Empfangsantenne besonders stark aufsprechen an Wellen, deren Fortpflanzungsrichtung in ihre Vertikalebene fällt.

Die bisher vorliegenden Versuche sind noch zu wenig vollständig, als daß sie ein allgemeines Urteil über das Verhältnis zwischen Erdantenne und vertikaler Antenne ermöglichen. Immerhin scheint schon aus den bisherigen Versuchen hervorzugehen, daß für spezielle Fälle die vertikale Antenne sehr gut durch die Erdantenne ersetzt werden kann.

207. Die Vorteile der gerichteten Telegraphie.

a. Sender für gerichtete Telegraphie.

Wäre das Ziel der gerichteten Telegraphie erreicht, ein Sender, der, praktisch gesprochen, fast nur in einer bestimmten Richtung kräftige Wellen aussendet, so würden damit die folgenden Vorteile erzielt sein.

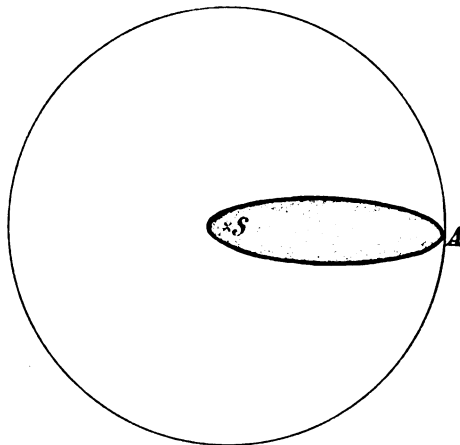


Fig. 445.

1. Nutzbare Energie besitzt bei der drahtlosen Telegraphie augenscheinlich nur derjenige Teil der Senderwellen, der sich in der Rich-

*) Die dort gemachten Angaben über die Amplitude der Schwingungen in den beiden fingierten Antennen, ebenso über ihren Abstand können aber auf den vorliegenden Fall nur übertragen werden, wenn die Länge des horizontalen Teils klein gegen die Wellenlänge ist (vgl. S. 431 Fußnote *).

tung des Empfängers fortpflanzt und also Energie auf den Empfänger überträgt. Es ist demnach ohne weiteres klar, daß eine Anlage für gerichtete Telegraphie bei gleichem Wirkungsgrad des Senders eine bessere Energieausnutzung bedeutet³¹⁹⁾.

2. Ein gerichteter Sender stellt einen bedeutenden Fortschritt in der Geheimhaltung der Telegramme dar.

Nehmen wir an, SA (Fig. 445) sei die Reichweite des Senders S für einen bestimmten Empfänger E. Ist der Sender nicht für gerichtete Telegraphie gebaut, so braucht der Empfänger sich nur innerhalb des in Fig. 445 dünn ausgezogenen Kreises zu befinden, um die Telegramme abfangen zu können. Ist dagegen der Sender für gerichtete Telegraphie

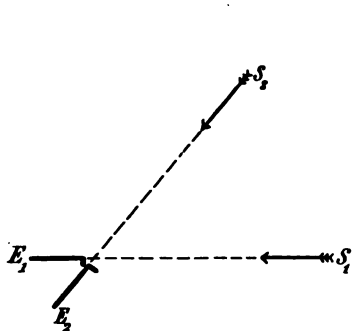


Fig. 446.

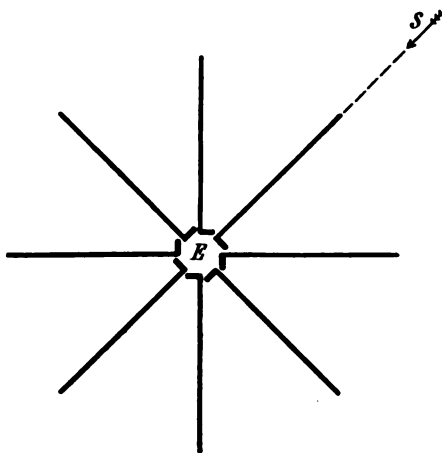


Fig. 447.

eingerrichtet und besitzt er als solcher die in Fig. 445 stark ausgezogene allerdings sehr günstige Charakteristik, so muß der Empfänger innerhalb der getonten Fläche sein, wenn ihm ein Abfangen der Telegramme gelingen soll.

3. Daß aus demselben Grunde ein störungsfreies Nebeneinanderarbeiten mehrerer Stationen durch die Verwendung gerichteter Sender bedeutend erleichtert wird, ergibt eine einfache Überlegung.

b. Empfänger für gerichtete Telegraphie.

1. Das störungsfreie Nebeneinanderarbeiten mehrerer Stationen ist in noch bedeutend höherem Maße möglich³²⁰⁾, wenn die Empfangsstation einen Empfänger für gerichtete Telegraphie hat, wenn also der Empfänger fast ausschließlich anspricht auf die Wellen, die aus der Richtung des für die Station bestimmten Senders kommen.

2. Dazu kommt ein weiterer Vorteil, wenn eine Station mit einem Empfänger für gerichtete Telegraphie arbeitet. Verwendet die Station zwei verschieden orientierte Empfänger E_1 und E_2 (Fig. 446), so kann sie die Telegramme von zwei verschiedenen Sendern S_1 und S_2 auch dann gleichzeitig aufnehmen, wenn diese Sendestationen mit derselben Wellenlänge arbeiten.

Das kann von Wichtigkeit sein, wenn die beiden Sendestationen (z. B. Feuerschiffe) normalerweise nicht mit verschiedenen Wellenlängen arbeiten dürfen, weil sie unter Umständen beide mit Stationen verkehren müssen (z. B. den Schiffen eines Geschwaders oder der Handelsflotte), für welche eine bestimmte Wellenlänge vorgeschrieben ist.

3. Endlich ist es durch gerichtete Empfänger möglich, die Richtung zu bestimmen, in welcher sich der Sender befindet.

Zu dem Zweck könnte man, wenigstens theoretisch — praktisch würde das zu sehr großen Schwierigkeiten führen — den Empfänger um eine vertikale Achse drehbar machen: die Richtung, in der er am stärksten anspricht, würde dann die Richtung des Senders geben.

Oder man ordnet im Kreise eine ganze Reihe von gerichteten Empfängern an (Fig. 447). Spricht dann der Empfänger $E A$ ausschließlich oder wenigstens am stärksten an, so muß der Sender sich in der Richtung $E S$ befinden. Besitzt man z. B. am Land eine solche Station und fängt man damit ein Telegramm eines Schiffes auf See auf, so hat man damit auch sofort die Richtung, in welcher sich das Schiff befindet. Versuche dieser Art hat Marconi gemacht: es ließ sich auf diese Weise die Richtung eines Schiffes, das ca. 90 km vom Lande entfernt war, ziemlich genau bestimmen³²¹).

Besonders bequem sind die Apparate von Bellini und Tosi*). Das Empfangs-Radiogoniometer [198 b] gestattet ohne weiteres die Richtung, in welcher die Wellen eintreffen, zu bestimmen. Man kann dabei so verfahren, daß man die bewegliche Spule des Radiogoniometers so lange dreht, bis die Zeichen im Empfänger eine maximale Stärke bekommen. Da dieses Maximum (vgl. die Charakteristiken Fig. 410 bzw. 423) verhältnismäßig wenig ausgesprochen ist, ist es bei weitem genauer, die bewegliche Spule in diejenige Lage einzustellen, in welcher die Zeichen im Empfänger verschwinden oder wenigstens eine minimale Lautstärke

*) Die Erfolge damit scheinen sehr gute zu sein. Bellini und Tosi geben an, daß man mit den in 198 c beschriebenen Antennen (Kombination von symmetrischer und Doppelantenne) die Richtung auf 1° genau finden könne. P. Brenot berichtet, daß auf ca. 300 km die Richtung von Schiffen bis auf $4-5^\circ$ habe bestimmt werden können³²²).

haben: zu dieser Stellung der Spulenebene ist dann die Richtung der ankommenden Wellen senkrecht.

Alle diese Methoden sind dann, wenn die Wellen eine ziemlich weite Strecke über Land zurücklegen müssen, nicht einwurfsfrei. Die Voraussetzung derselben, daß die Richtung, in der die Wellen beim Empfänger eintreffen, zusammenfällt mit der Richtung, in welcher der Sender vom Empfänger aus liegt, ist hier nicht notwendig erfüllt [143a].

c. Eine weitere Aufgabe für die gerichtete Telegraphie, die in neuerer Zeit an Bedeutung gewonnen hat, ist die folgende. Vorhanden sind zwei feste Stationen von bekannter Lage und eine bewegliche Station (Schiff, Ballon, Flugzeug); diese letztere soll ihren augenblicklichen Ort feststellen³²⁴).

1. Eine Lösung dieser Aufgabe besteht darin, daß die bewegliche Station mit einem gerichteten Empfänger ausgerüstet wird und, mit diesem die Richtungen feststellt, aus welcher die Wellen der beiden festen Stationen kommen. Als solche Empfänger kommen in Betracht

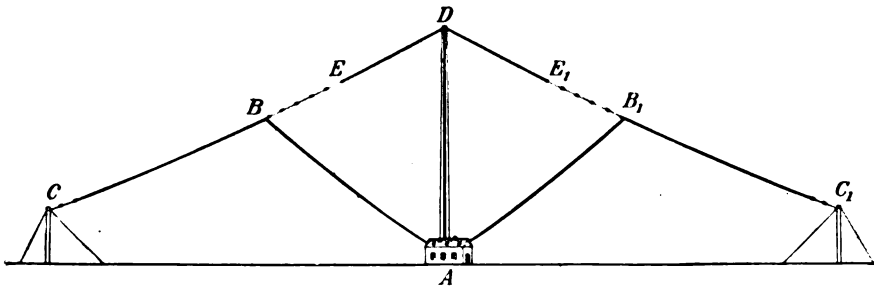


Fig. 44a.

vor allem die Einrichtungen von Bellini und Tosi*) und für Lenkballons evtl. die Doppelantenne im Abstand einer halben Wellenlänge [96a 4.]. Mängel dieser Methode sind, daß diese Einrichtungen verhältnismäßig bedeutende praktische Schwierigkeiten mit sich bringen, besonders auch deshalb, weil sie nur für kurze Wellenlängen geeignet sind und deshalb für die langen Wellen, mit denen normalerweise gearbeitet wird, noch einen besonderen Empfänger notwendig machen.

2. Eine zweite Lösung der Aufgabe ist die folgende. Die festen Stationen werden mit einem gerichteten Empfänger versehen. Die bewegliche Station, welche ihren eigenen Ort wissen will, ruft die festen

*) Bellini und Tosi haben für die Nähe von Häfen ein Kompaßsystem ausgebildet, durch das die Schiffe bei Nebel die Einfahrt in den Hafen besser finden sollen (Sender von ganz geringen Reichweiten, 15–20 Seemeilen)³²³).

Stationen an. Diese stellen fest, aus welcher Richtung die Wellen der beweglichen Station bei ihnen ankommen, und teilen dies der

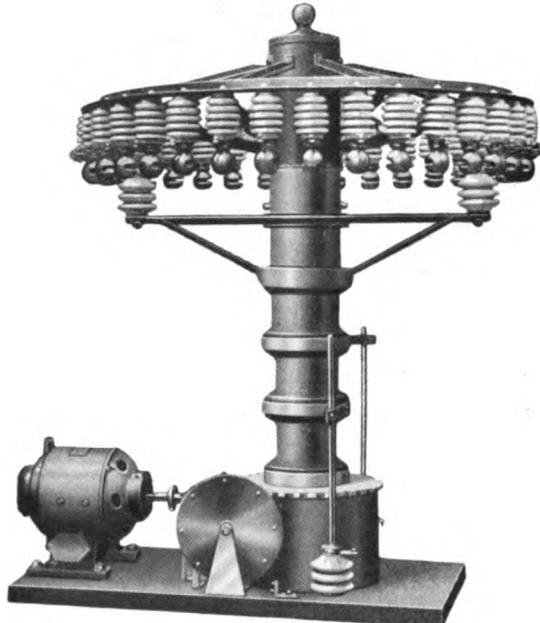


Fig. 449. 324)

beweglichen Station mit. In diesem Fall kann also die bewegliche Station beliebige Sende- und Empfangsapparate für nicht gerichtete Telegraphie haben.

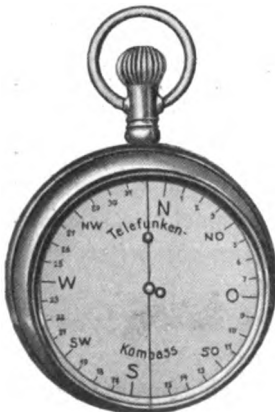


Fig. 450. 324)

3. Eine weitere Lösung ist vor längerer Zeit durch A. Artom^{324a)} und später durch das preußische Ministerium der öffentlichen Arbeiten ausprobiert worden. Jede der beiden festen Stationen ist mit einer Reihe gerichteter Sender ausgerüstet, durch welche sie in verschiedenen z. B. 16 verschiedenen Richtungen Wellen aussenden kann. Sie sendet nun mit diesen Sendern der Reihe nach aus und zwar bei jedem Sender ein anderes Zeichen (einen anderen Buchstaben). Die bewegliche

Station ist mit einem gewöhnlichen ungerichteten Empfänger versehen und stellt fest, welches Zeichen bei ihr mit maximaler Stärke zu hören ist. Ist dies z. B. für die eine feste Station

der Buchstabe a, und weiß die bewegliche Station, daß der Buchstabe a von dem Süd-Nordsender der betreffenden festen Station ausgesandt wird, so weiß sie damit auch, daß sie sich nördlich der betreffenden Station befindet. In entsprechender Weise ermittelt die bewegliche Station dann auch ihre Lage bezüglich der zweiten festen Station.

Bei den betreffenden Versuchen, die in der Nähe Berlins gemacht wurden, waren auf der Sendestation 32 Masten auf dem Umfang eines Kreises von ca. 200 m Durchmesser verteilt. Jeder der Masten trug eine Antenne und die Antennen von zwei gegenüberliegenden Masten waren durch eine horizontale Leitung miteinander verbunden. Da diese ungefähr gleich einer halben Wellenlänge war, so bildeten zwei solcher Antennen einen Sender der in 197 a beschriebenen Art. Das Stationshaus lag in dem Zentrum des Kreises und dort konnten die 16 verschiedenen Doppelantennen der Reihe nach mit dem erregenden Kondensatorkreis gekoppelt werden.

Diese Methode ist von A. Meissner (Ges. f. drahtl. Tel.)³²⁴⁾ in neuester Zeit technisch weiter ausgebildet worden („Telefunkenkompaß“). Die gerichteten Sender C B A B₁ C₁ (Fig. 448), die radial um das Stationsgebäude A der festen Station angeordnet sind, stellen eine Kombination von 2 geknickten Marconi-antennen dar. Sie werden von einem einzigen Mast gehalten, der gleichzeitig eine Schirmantenne A D E E₁ für einen nicht gerichteten Sender erhält. Durch einen automatischen Umschalter (Fig. 449 zeigt den Antriebsmotor mit Kontaktvorrichtung und oben die Anschlüsse für die verschiedenen Antennen) werden in bestimmten Zeitintervallen die Schirmantenne (Zeitsignal) und dann der Reihe nach die verschiedenen gerichteten Antennen an den Erregerkreis angeschlossen.

In der beweglichen Station ist eine Stoppuhr der in Fig. 450 abgebildeten Form vorhanden, deren Zeiger in derselben Zeit ($\frac{1}{2}$ Minute) einen ganzen Umlauf macht, in welcher die Kontakteinrichtung (Fig. 449) der Sendestation sich einmal herumdreht und alle Sender anschließt. Sobald der Telegraphist der beweglichen Station das Zeitsignal hört (z Fig. 450), drückt er auf die Stoppuhr und setzt sie dadurch in Gang. Er arretiert sie in dem Moment, in welchem die Stärke der ankommenden Zeichen ein Maximum*) ist: dann gibt die Stellung des Zeigers auf der Rose der Stoppuhr die Richtung derjenigen Antenne der festen Station an, in deren Senderichtung die bewegliche Station sich augenblicklich befindet. Wird das Verfahren mehrmals hintereinander wiederholt und das Mittel der Einstellungen der Stoppuhr genommen, so soll sich eine Genauigkeit der Richtungsbestimmung von 4—5° erreichen lassen.

Bei Versuchen mit einem Mast von 23 m Höhe und einer Energie von ca. 0,5 KW ließ sich im Freiballon die Richtung mit guter Genauigkeit bis auf eine Entfernung von 100 km bestimmen.

*) Da das Maximum nicht sehr ausgesprochen ist, kann es richtiger sein, die Richtung der minimalen Lautstärke festzustellen.

Kapitel XIV.

Drahtlose Telephonie³²⁵).

§ 1. Sender.

208. Speisung der Sender.

Schon sehr früh nach den ersten Erfolgen der drahtlosen Telegraphie versuchte man auch eine drahtlose Telephonie, eine Übertragung der Sprache durch elektromagnetische Wellen.

a. Die Resultate dieser Versuche mit gedämpften Schwingungen mußten unbefriedigend bleiben, solange man mit verhältnismäßig geringer Unterbrechungszahl arbeitete. Die notwendige Bedingung für eine gute Übertragung der Sprache ist augenscheinlich die, daß die Unterbrechungszahl erheblich größer ist als die Frequenz der höchsten für die Sprachlaute wesentlichen Töne.

In Betracht konnten also nur diejenigen Anordnungen kommen, welche die Verwendung sehr hoher Unterbrechungszahlen gestatteten [111]. Mit diesen sind denn auch von den verschiedensten Seiten (Fessenden, Austin, v. Lepel und Majorana)³³¹) leidliche Resultate erzielt worden und zwar zum Teil mit Unterbrechungszahlen, die etwa 10 000/sec. betrugen. Auch jetzt noch scheint W. Dubilier³³⁶) mit Löschfunkenstrecken, allerdings extrem hoher Entladungszahl, zu arbeiten.

b. Weit günstiger aber auch als diese Anordnungen sind für die drahtlose Telephonie ungedämpfte Schwingungen. Schon sehr früh hat R. A. Fessenden auf diesem Wege versucht, zu einer praktisch brauchbaren Lösung des Problems zu gelangen, wobei er die ungedämpften Schwingungen durch eine Hochfrequenzmaschine herstellte und zwar anfänglich mit einer Maschine, die eine Frequenz von etwa 80 000/sec. ($\lambda = 3750$ m) bei einer Leistung von 1 KW lieferte. Schon 1904 garantierte die Gesellschaft Fessendens (die Nat. el. Sign. Co.) eine drahtlose telephonische Verständigung auf 25 englische Meilen (nach Angabe von Fessenden).

Auch Poulsen hat sofort seinen Lichtbogengenerator für drahtlose Telephonie verwendet; er und andere — z. B. A. F. Collins, M. Colin und R. Jeance³²⁶⁾ — sind seither, wie es scheint, eifrig damit beschäftigt gewesen, diese Seite weiter technisch auszubilden. Die neuen Poulsenstationen in Kalifornien geben bei einer Antennenhöhe von 94 m und Verwendung gewöhnlicher Mikrophone 550 km Reichweite³²⁷⁾. Bei allen Versuchen wird die Klarheit der Lautwiedergabe gerühmt.

209. Die Schaltungen.

a. Die Sender für drahtlose Telephonie enthalten ein Mikrophon, in welches hinein gesprochen wird. Dieses Mikrophon ist jedenfalls in

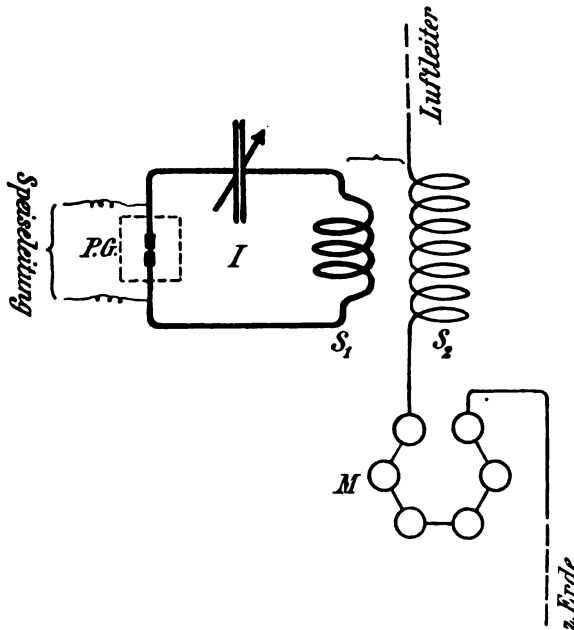


Fig. 451.

der Regel so in den Sender geschaltet, daß durch seine Widerstandsänderungen und damit im Tempo der hineingesprochenen Lautschwingungen die Amplitude der vom Sender ausgesandten Wellen geändert wird.

Das kann in der verschiedensten Weise erreicht werden. Man kann das Mikrophon in die Antenne selbst oder, wenn es sich um einen gekoppelten Sender handelt, in den Primärkreis desselben oder auch in den Speisestromkreis oder die Feldwicklung des Generators oder auch in den Stromkreis der Feldmagnete in der Poulsenlampe bzw. in den Erregerkreis der Hochfrequenzmaschine einschalten.

Außerdem ist es nicht nötig, daß das Mikrophon in diese Systeme direkt eingeschaltet wird; das Mikrophon kann statt dessen auch in einen besonderen Stromkreis eingeschaltet und dieser mit dem betreffenden System gekoppelt werden. Alle diese theoretischen Möglichkeiten sind als „Erfindungen“ in Patentschriften beschrieben worden.

Tatsächlich verwendet wird wohl meist die Schaltung von Poulsen³²⁸: gekoppelter Sender, das Mikrophon oder die Mikrophone (M Figur 451) unmittelbar in die Antenne eingeschaltet (Fig. 451). Dabei ist es günstig, die Koppelung zwischen Primärkreis und der Antenne möglichst lose zu machen.

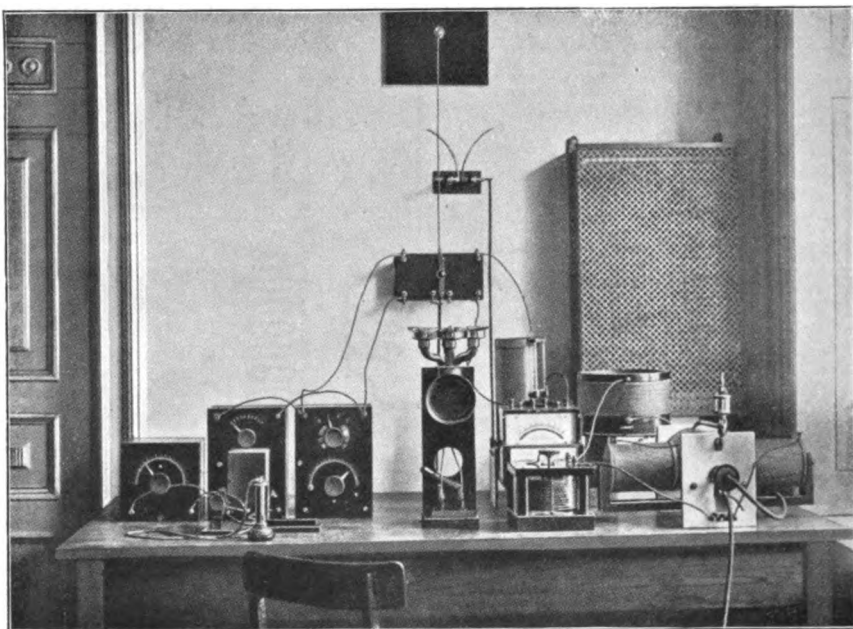


Fig. 452.

Bei der Schaltung von Fig. 451, ebenso auch bei der technischen Ausführung dieser Schaltung auf der rechten Seite von Fig. 452, sind mehrere in Serie geschaltete Mikrophone gezeichnet, die an einen gemeinsamen Schalltrichter angeschlossen sind. Die Absicht dabei ist hauptsächlich die, die Energie der Schallwellen besser auszunutzen, als es bei einem einzigen Mikrophon möglich ist.

Die Serienschaltung mehrerer Mikrophone kann aber auch noch einen anderen Zweck haben, den nämlich, den Widerstand der Mikrophone auf den günstigsten Wert zu bringen. Damit die Laute im Empfänger eine maximale Deutlichkeit haben, ist es nötig, daß der Wider-

stand des Mikrophons oder äquivalente Widerstand*) des Mikrophonkreises zum wirksamen Widerstand der Antenne in einem ganz bestimmten Verhältnis**) steht. Um dieses Verhältnis bei gegebenen Mikrophonen herzustellen, kann man, abgesehen von der Verwendung mehrerer Mikrophone, dieselben Mittel anwenden, die schon in 178 bei der entsprechenden Aufgabe besprochen wurden: man setzt das Mikrophon in einen besonderen Stromkreis und koppelt diesen mehr oder weniger fest mit der Antenne, oder man läßt nur einen Teil des Antennenstromes***) durch das Mikrophon hindurchgehen, indem man dasselbe parallel zu einem Teil der Antennenselbstinduktion bzw. parallel zu einem in die Antenne eingeschalteten Kondensator legt.

b. Statt die Amplitude der ausgesandten Wellen durch das Mikrophon zu ändern, ist auch versucht worden, durch das Mikrophon die Frequenz der Wellen zu beeinflussen; doch ist mir nicht bekannt, ob damit jemals praktische Erfolge erzielt worden sind.

210. Die Mikrophone.

In allen Fällen, in denen große Reichweite erzielt werden soll und demnach im Sender mit großer Energie gearbeitet werden muß, ist es im allgemeinen unumgänglich, verhältnismäßig starke Ströme durch das Mikrophon hindurchzuschicken. Dann sind aber die gewöhnlichen Mikrophone, die für geringe Stromstärken gebaut sind, nicht mehr zu gebrauchen. Um diesem Mangel abzuhelpfen, sind die verschiedensten Mittel versucht worden.

a. Es wurde vorgeschlagen, die Mikrophone während des Betriebes fortgesetzt zu erschüttern, um eine zu starke lokale Erhitzung der Kohle-

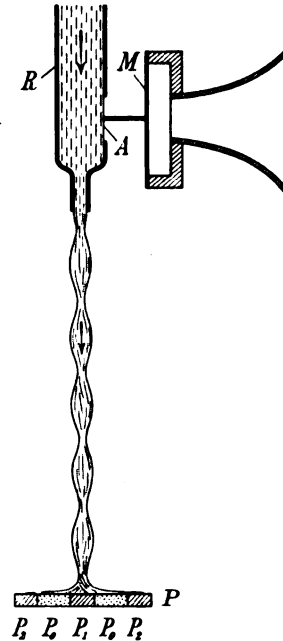


Fig. 453.

*) Der äquivalente Widerstand R des Mikrophonkreises sei dadurch definiert, daß RJ_{eff}^2 die sekundliche Energieabgabe an denselben bedeutet, wenn J der Strom am Fußpunkt der Antenne ist.

**) Die Änderung, welche die Stromamplitude in der Antenne durch eine bestimmte relative Änderung des Mikrophonwiderstandes erleidet, wird bei der Schaltung von Fig. 451 am größten, wenn der Widerstand des Mikrophons gleich demjenigen der übrigen Antenne ist³²⁹⁾.

***) Bzw. statt Antenne allgemeiner = System, das durch das Mikrophon beeinflusst werden soll (vgl. oben).

körner zu vermeiden. Demselben Zweck dienen besondere Mikrophonkonstruktionen, bei denen die Mikrophonkörner durch die Lautschwingungen selbst eine besonders starke Bewegung bekommen. Ebenso sind Anordnungen mit Luft-, Öl- oder Wasserkühlung der Mikrophone angegeben worden, z. B. das Starkstrommikrophon von C. Egn er und J. G. Holmström³³⁰).

b. Besonders scheint sich das hydraulische Mikrophon von Q. Majorana³³¹) bewährt zu haben (Fig. 453).

Aus einer Röhre R_1 , die an der Stelle A eine elastische, mit der Mikrophonmembran M verbundene Membran besitzt, fließt eine Flüssigkeit auf eine Platte P und bildet dort eine dünne Flüssigkeitsschicht. Diese stellt eine leitende Verbindung

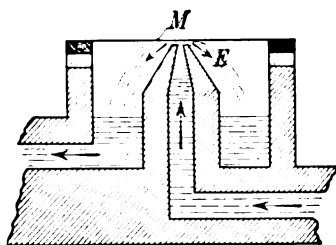


Fig. 451.

her zwischen der Metall(Platin)platte P_1 und dem Metallring P_2 (P_0 ist aus einer isolierenden Substanz). Die Flüssigkeit fließt in feinem Strahle aus, wenn die Membran nicht erschüttert wird. Wird sie dagegen erschüttert, so erleidet der Strahl im Tempo der Erschütterungen Kontraktionen, und in demselben Tempo ändert sich dann der Widerstand der Flüssigkeitsschicht zwischen den beiden Platinelektroden P_1 und P_2 .

Mit diesem Mikrophon sind unter Verwendung eines Pulsgenerators für 500 Volt erfolgreiche Versuche zwischen zwei Stationen mittlerer Größe auf etwa 500 km Entfernung, zwischen einer festen Station und einem Torpedojäger bis über 400 km gemacht worden.

c. Ein anderes hydraulisches Mikrophon (Fig. 454) hat F. J. Chambers³³²) vorgeschlagen. Durch die Schwingungen der Membran M wird hier der Widerstand der sehr dünnen Flüssigkeitsschicht zwischen dieser Membran und der röhrenförmigen, festen Elektrode E , welche gleichzeitig zur Zuführung der Flüssigkeit dient, geändert. Es soll 250 bis 500 Watt vertragen und sehr gute Deutlichkeit geben.

d. R. A. Fessenden³²⁵) hat ein Telephonrelais konstruiert, das die Verwendung eines Stroms von 15 Amp. zulassen soll.

§ 2. Empfänger.

211. Empfangsschaltungen.

a. Für die Empfänger der drahtlosen Telephonie gelten im allgemeinen dieselben Bedingungen wie für diejenigen der drahtlosen Telegraphie. Die Empfangsschaltungen bieten deshalb kaum etwas Neues.

Früher legte man Wert darauf, im Empfänger scharfe Abstimmung zu erhalten und verwandte deshalb im Empfänger möglichst schwachgedämpfte Resonanzkreise.

In diese Klasse gehört z. B. die Schaltung Fig. 455 von Poulsen³²⁸): bei ihr ist mit dem Luftleiter der Kondensatorkreis C_1S_1 und dann mit diesem der Kondensatorkreis C_2S_2 gekoppelt. In letzterem ist die Dämpfung noch absichtlich klein gehalten dadurch, daß der Detektor Th nur einem Teil der Selbstinduktion S_2 parallel geschaltet ist. Die technische Ausführung dieser Schaltung zeigt Fig. 452 (linke Hälfte): der drehbare Kondensator am weitesten links ist der Kondensator C_2 , der drehbare Kondensator am weitesten rechts der Kondensator C_1 , der aus einem in Stufen veränderlichen oberen und einem stetig veränderlichen unteren Teil besteht. Zwischen beiden befinden sich die Kopplungsspulen S_1S_2 , die nach der Art der Spulen in Fig. 382 S. 380 für variable Koppelung eingerichtet sind.

Sehr bald ist man aber von schwach gedämpften Resonanzsystemen im Empfänger abgekommen. Es hat sich herausgestellt, daß durch die

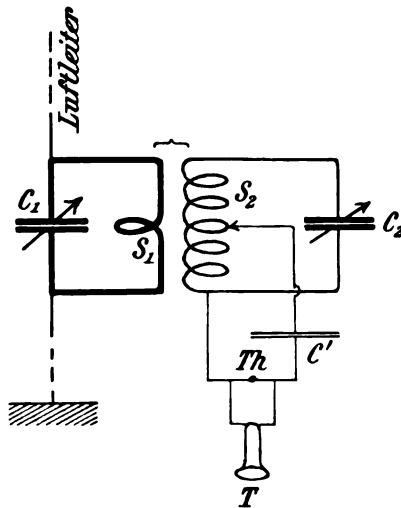


Fig. 455.

Resonanzwirkung eine Verzerrung der Sprache stattfindet. Das ist auch nach den Beziehungen von 67 zu erwarten: die zeitliche Änderung der Amplitude im resonierenden System weicht im allgemeinen um so weniger von der zeitlichen Änderung der Amplitude im erregenden System ab, je stärker das resonierende System gedämpft ist, je mehr also die Eigenschwingungen gegenüber den erzwungenen Schwingungen zurücktreten. Demgemäß ist es für die Deutlichkeit der Sprachwiedergabe günstiger, einen nicht zu schwach gedämpfte Empfangsantenne zu benutzen und mit

ihr direkt einen geschlossenen (aperiodischen) oder wenigstens stark gedämpften Detektorkreis zu koppeln.

Das ist der Fall bei einer Schaltung, welche die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie³³³⁾ früher benutzt hat (Fig. 456*) und auch bei der Schaltung, die jetzt Poulsen³²⁸⁾ zu benutzen scheint (Fig. 457): bei dieser letzteren ist zwar noch ein Resonanzkreis mit dem Kondensator C_2 vorhanden, aber er muß sehr stark gedämpft sein, da der Detektor Th unmittelbar in ihn eingeschaltet ist.

b. In denjenigen Fällen, in denen durch das Mikrophon nicht die Amplitude, sondern die Frequenz der Senderschwingungen beeinflusst wird, ist es wichtig, daß der Empfänger nicht genau auf die Frequenz

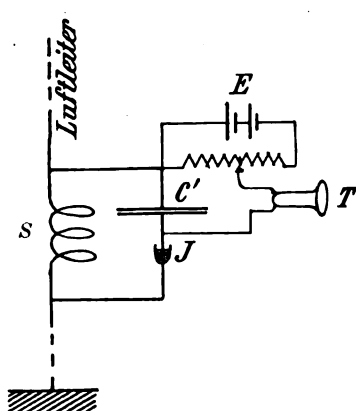


Fig. 456.

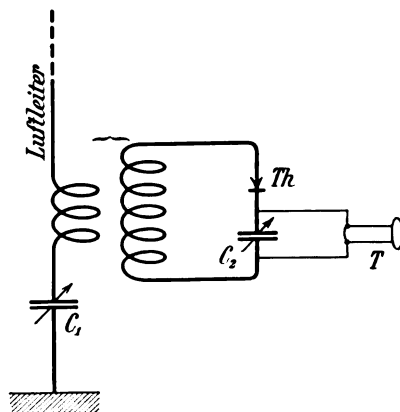


Fig. 457.

des Senders abgestimmt ist³³⁴⁾. Wäre er das, so würde wegen des verhältnismäßig flachen Verlaufs der Resonanzkurve in der Nähe des Scheitels die Amplitude im Empfänger durch eine bestimmte Änderung (δN Fig. 458) der Frequenz verhältnismäßig wenig beeinflusst werden. Sie wird dagegen bei derselben Frequenzänderung δN verhältnismäßig stark geändert, wenn der Sender nicht genau auf den Empfänger abgestimmt ist, wenn man also an dem auf- oder absteigenden Teil der Resonanzkurve, nicht an ihrem Scheitel arbeitet**).

c. Ein Anruf würde sich auch bei den Stationen für drahtlose Telephonie durch die in 169 b besprochene Anordnung ermöglichen lassen. Vorgeschlagen wurde auch³³⁵⁾, eine Empfangsstation so für

*) C' ist Sperrkondensator.

**) Dasselbe gilt auch für die drahtlose Telegraphie, wenn dort die Zeichen durch Änderung der Frequenz gegeben werden [127 c].

den Anruf einzustellen, daß man die Koppelung zwischen Empfangsantenne und Detektorkreis möglichst fest macht und das normale Telephon durch ein lautsprechendes ersetzt.

212. Der Vorgang im Detektorkreis.

a. Wenn ein reiner Ton in das Mikrophon des Senders hineingesungen oder geblasen wird, so schwankt die Amplitude der ausgesandten

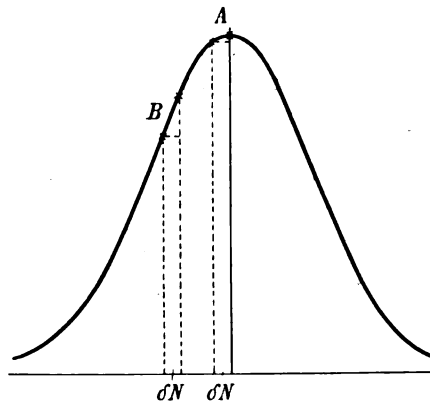


Fig. 458.

Wellen in der Periode dieses Tones. In demselben Tempo muß dann die Amplitude im Detektorkreis des Empfängers schwanken, so daß also die Schwingungskurve von der Form Fig. 459 a wird. Dem würde dann

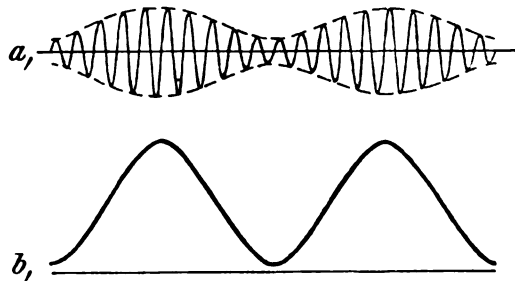


Fig. 459.

im Detektor (der als Thermodetektor vorausgesetzt werden möge) eine EMK entsprechen von einem zeitlichen Verlauf, wie ihn Fig. 459 b darstellt. Man bekommt demnach im Telephon einen Strom derselben Periode, mit der die Amplitude der Senderschwingungen zu- und abnimmt, d. h. einen Strom derjenigen Periode, welche der in das Sendermikrophon hineingesprochene Ton besitzt.

b. Ähnlich gilt, wenn in das Sendermikrophon nicht ein reiner Ton, sondern ein Laut, der aus einer Grundschiwingung und einer großen Anzahl Oberschwingungen besteht, hineingesprochen wird.

Soll in diesem Fall der Strom im Telephon die Amplitudenschwankungen der Senderwellen*) richtig wiedergeben, so muß, abgesehen von der in 211 a besprochenen Bedingung, verlangt werden, daß der Detektor den raschen Amplitudenschwankungen folgt und noch bei diesen raschen Schwankungen quantitativ arbeitet, d. h. daß die von ihm entwickelte Gleichstromenergie annähernd proportional der ihm gelieferten Hochfrequenzenergie ist. Man verwendet wohl meist Thermodektoren oder Kristalldektoren**), welche dieser Bedingung genügen, oder auch Glühlampendektoren.

*) Daß die Amplitudenschwankungen der Senderwellen die Druckschwankungen an der Mikrophonmembran des Senders richtig wiedergeben, sei vorausgesetzt.

**) Majorana³³¹⁾ hat gute Resultate erzielt mit Eisenpyrit-Platin und besonders mit dem „Audion“ von de Forest, und zwar in der durch Fig. 342 dargestellten Form mit drei Elektroden.

Die Entwicklung der drahtlosen Telegraphie in den Jahren 1909—1912.

a. Die am meisten ins Auge fallende Erscheinung in der Entwicklung der drahtlosen Telegraphie während der letzten Jahre ist wohl die, daß jetzt ganz allgemein im Empfängertelephon ein musikalischer Ton erstrebt wird.

Von den Vorteilen, die dadurch erreicht werden können:

1. Erleichterung des Hörempfangs und dadurch Steigerung der Empfindlichkeit desselben,
2. größere Freiheit von atmosphärischen Störungen [183 b],
3. Möglichkeit, die akustische Resonanz auszunutzen [166 b, 167 d, 169 b],

4. Doppelempfang bei gleicher elektrischer Wellenlänge ³³⁶), haben sich jedenfalls die beiden ersten als sehr wertvoll erwiesen. Es ist daher verständlich, daß die verschiedensten Mittel zur Erreichung eines Tones im Empfängertelephon vorgeschlagen wurden.

A. Das Nächstliegende war der Vorschlag, den A. Blondel schon im Jahre 1900 gemacht hatte, im Sender der Amplitude der ausgesandten Wellen die Frequenz des Tones aufzuzwingen: „*Tonsender*“.

Bei gedämpften Schwingungen boten sich hier die verschiedensten Methoden:

1. für Wechselstrombetrieb Verwendung eines Wechselstromgenerators genügend hoher Frequenz [114] eventuell zusammen mit einer rotierenden Funkenstrecke [118];

2. für Gleichstrombetrieb, Steuerung der Entladungszahl durch eine rotierende Funkenstrecke mit Vorsprüngen an den Elektroden [118 b], oder

3. Überlagerung eines, durch einen Lichtbogen-Kreis erzeugten Wechselstroms über den Speisestrom, eine Anordnung, die besonders leicht eine Veränderung des Tones ermöglicht [128].

4. Derselbe Vorteil wird auch erreicht durch eine neue Methode von A. Meißner (Ges. f. drahtl. Tel.): bei ihr wird durch eine peri-

odische Hilfszündung die Entladung in der Periode dieser Hilfszündung zum Einsetzen gebracht ³³⁷).

Bei ungedämpften Schwingungen sind für die Herstellung eines Tonsenders ebenfalls eine Reihe von Vorschlägen gemacht worden.

1. Es sollten die kontinuierlichen Schwingungen der Antenne durch einen Unterbrecher in regelmäßige Wellenzüge zerlegt werden ³³⁸).

2. Die Amplitude der ausgesandten Wellen sollte durch einen Lichtbogenkreis, den man auf den Hochfrequenz-Generator einwirken läßt, im Tempo des zu erzeugenden Tones geändert werden ³³⁹).

3. Es sollten in der Antenne Schwebungen erzeugt werden, und zwar entweder, indem man zwei, etwas verstimmte Lichtbogen-Generatoren auf die Antenne einwirken läßt (C. Lorenz ³⁴⁰) oder bei Verwendung einer Hochfrequenzmaschine, indem man durch besondere Schaltung der Spulengruppen die Schwebungen in der Maschine selbst herstellt (R. Goldschmidt ³⁴¹).

B. Bei ungedämpften Schwingungen ist es aber zweifellos einfacher, die Amplitude der ausgesandten Wellen konstant zu lassen und durch Vorkehrungen im Empfänger für einen „Tonempfang“ zu sorgen.

1. Hier bietet sich in erster Linie das Mittel, den Detektor periodisch an das Empfangssystem an- und von ihm abzuschalten [187].

2. Außerdem ist es möglich, einen Tonempfang zu erreichen dadurch, daß man mit der Schwingung, welche durch die Senderwellen im Empfänger induziert werden, eine andere etwas dagegen verstimmte Schwingung kombiniert [190].

Manche der angegebenen Verfahren sind wohl nie in die Praxis gelangt. Wenn ich sie ziemlich vollständig aufgeführt habe, so war der Grund der, zu zeigen, in welcher mannigfaltiger Weise auf diesem Gebiet eine Aufgabe gelöst werden kann — mindestens auf dem Papier der Patentschriften.

b. Bei Stationen für gedämpfte Schwingungen, gleichgültig, ob es sich um Wiensche oder Braunsche Sender handelt, bedingt ein Tonsender eine Entladungszahl, die mindestens die Frequenz des zu erzeugenden Tones haben muß, also viel höher ist, als man sie früher benutzte. Bei derselben Energie und demselben Dekrement besitzt ein solcher Sender eine sehr viel geringere Schwingungsamplitude, als ein früherer Sender mit geringer Funkenzahl, und infolge davon eine Reihe technischer Vorteile [120 b u. c].

Die guten Erfahrungen, die man mit der Steigerung der Entladungs-

zahl bis zur Frequenz der bequem hörbaren Töne gemacht hatte, verleiteten zu dem Versuch, die Entladungszahl noch weiter in die Höhe zu treiben und auf diesem Wege die Energie zu vergrößern. Hier ist man aber rasch an eine Grenze gelangt. Sie ist gegeben einerseits dadurch, daß die Intensität des Tones im Empfängertelephon sehr bald mit dieser Art der Energiesteigerung nicht mehr Schritt hält, andererseits dadurch, daß bei den langen Wellen der Großstationen die Pausen zwischen den einzelnen Wellenzügen verschwinden und die Wellenzüge sich überdecken und stören. Man ist also hier doch wieder zu dem Punkt gekommen, wo nur eine Steigerung der Amplitude weiter führen kann, wenn man die gedämpften Schwingungen beibehalten will.

c. Der andere Weg ist aber der, zu **u n g e d ä m p f t e n** Schwingungen überzugehen. In der Tat sind die ungedämpften Schwingungen und zwar die durch **H o c h f r e q u e n z m a s c h i n e n** erzeugten als ein sehr ernst zu nehmender Konkurrent auf dem Plan erschienen, auf dem bisher drei Gegner (Braunsch, Wiensch und Poulsen-Sender) sich nebeneinander behauptet hatten.

Der Verwendung der Hochfrequenzmaschinen stand bisher stets die technische Schwierigkeit im Wege, daß die Frequenzen der drahtlosen Telegraphie gerade noch oberhalb des Gebietes liegen, das mit Hochfrequenzmaschinen ohne besondere Schwierigkeit zu erreichen ist. Verhältnismäßig leicht ist es dagegen bis an die Schwelle dieses Gebietes zu gelangen. Der neue Gedanke ist nun die **T r a n s f o r m a t i o n** der **F r e q u e n z**: man treibt die durch Pol und Umdrehungszahl bestimmte Frequenz der Maschine nur mäßig hoch, aber transformiert dieselbe auf den zwei-, drei- oder mehrfachen Wert.

Als den ersten, der diesen Gedanken in die Praxis der drahtlosen Telegraphie umsetzte, kann man **R. G o l d s c h m i d t** bezeichnen, wenn man seine Methode [122] als eine Transformation der Frequenz **i n n e r h a l b** der Maschine auffassen will.

Für die Transformation eines Wechselstroms **a u ß e r h a l b** der **M a s c h i n e** und zwar auf den doppelten Wert ist schon vor mehreren Jahren (1898) eine Methode mit **V e n t i l z e l l e n** angegeben worden (**J. Z e n n e c k** ³⁴²)).

Schickt man durch eine Ventilzelle oder Ventiltröhre mit vollkommener Ventilwirkung einen Wechselstrom von der Form Fig. 460 a hindurch, so wird derselbe nur während einer halben Periode hindurchgelassen; die Stromkurve wird also schematisch diejenige von Fig. 460 b sein. Würde man die Ventilzelle entgegengesetzt einschalten, so wäre die Stromkurve diejenige von Fig. 460 c. Läßt man die beiden Ströme von Fig. 460 b und Fig. 460 c gleichzeitig auf einen

dritten Stromkreis — am besten einen auf die doppelte Frequenz abgestimmten Kondensatorkreis — induzieren, so erhält man in diesem einen Induktionsfluß von der Form Fig. 460 d, d. h. also von der doppelten Frequenz, die der Wechselstrom besaß. Von doppelt so hoher Frequenz ist demnach auch die EMK., die in diesem Resonanzkondensatorkreis induziert wird.

Eine zweite Methode, ebenfalls zur Transformation auf die doppelte Frequenz, ist seinerzeit von den *Lahmeyer*-Werken (*Epstein*) beschrieben³⁴³⁾ und durch *Graf v. Arco* (Ges. f. drahtl. Tel.) auf das Hochfrequenzgebiet übertragen worden³⁴⁴⁾. Sie beruht auf den magnetischen Eigenschaften des Eisens.

Das Prinzip dieser Methode ist folgendes. Auf einen Transformator kern aus Eisen sind zwei Wicklungen gewickelt. Durch die eine wird Gleichstrom hindurch-

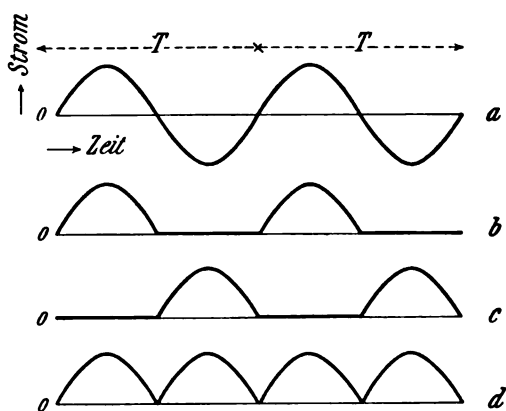


Fig. 460.

geschickt von einer Stärke, daß die Induktion im Eisen — dargestellt durch die gestrichelten Linien in Fig. 461 b u. c ungefähr dem Knie der Magnetisierungskurve entspricht. Schickt man dann durch die zweite Wicklung Wechselstrom, so kann derselbe in derjenigen Halbperiode, in welcher das Feld dieselbe Richtung wie das Gleichstromfeld besitzt, nur eine geringe Steigerung der Induktion zur Folge haben. In derjenigen Halbperiode dagegen, in welcher der Wechselstrom entgegengesetzte Richtung hat, wird er eine starke Schwächung der Induktion hervorrufen. Der Induktionsfluß muß also ganz ungefähr die Form der Kurve Fig. 461 b haben. Würde man den Wechselstrom kommutieren, so würde die Kurve des Induktionsflusses diejenige von Fig. 461 c sein. Läßt man einen Induktionsfluß der Form Fig. 461 b und einen solchen von der Form Fig. 461 c gleichzeitig auf einen Stromkreis — am besten wieder einen auf die doppelte Frequenz abgestimmten Kondensatorkreis — induzieren, so wird der gesamte Induktionsfluß durch ihn hindurch gleich der Summe der Induktionsflüsse von Fig. 461 b und Fig. 461 c, demnach von der Form der Kurve von Fig. 461 d werden. Diese muß in dem Kondensatorkreis eine EMK. doppelter Frequenz zur Folge haben.

Eine dritte Methode (J. Z e n n e c k)³⁴⁵, die eine Transformation auf die dreifache Frequenz ermöglicht, benützt die Eigenschaft des Wechselstromlichtbogens, daß die Bogenspannung eine erhebliche 3. Harmonische (2. Oberschwingung) enthält.

Schaltet man also ähnlich, wie bei der T h o m s o n s c h e n oder P o u l s e n s c h e n Methode [123], an die Pole des Wechselstromlichtbogens eine Selbstinduktion und Kapazität, so erhält man in diesem parallel geschalteten Kondensatorkreis bei richtiger Wahl von Kapazität und Selbstinduktion einen kräftigen Strom von dreimal so hoher Frequenz, als sie der Speisestrom besitzt.

Von diesen drei Methoden ist wohl bis jetzt nur die zweite und zwar durch G r a f v. A r c o (Ges. f. drahtl. Tel.) für Hochfrequenz technisch durchgebildet worden. Aber auch darüber ist bis jetzt

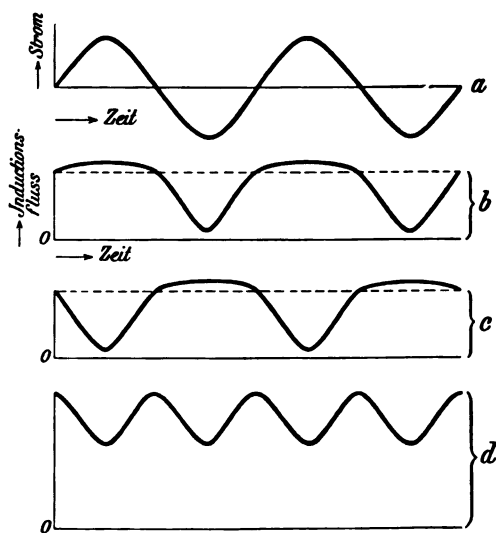


Fig. 461.

sehr wenig in die Öffentlichkeit gelangt, immerhin schon das, daß für eine ursprüngliche Frequenz von 7500 sec. ($\lambda = 40\,000$ m) der Wirkungsgrad bei einer einmaligen Transformation ca. 85 %, bei einer zweimaligen (also auf die vierfache Frequenz) immer noch ca. 60 % war³⁴⁴).

Ein zuverlässiges Urteil über die Leistung dieser Methoden wird erst möglich sein, wenn mehr Erfahrungen als bisher darüber vorliegen, insbesondere auch, wenn festgestellt ist, inwieweit die schwierige Aufgabe, die Tourenzahl einer Hochfrequenzmaschine konstant zu halten, gelöst ist.

d. Sollte die Verwendung von Hochfrequenzmaschinen mit einer dieser Transformationsmethoden sich in der Praxis bewähren, so würde damit auch für die gerichtete drahtlose Telegraphie, die in den letzten Jahren erheblich an Bedeutung gewonnen hat, ein großer Dienst geleistet sein. Es ist mit Maschinen — z. B. durch Zusammenkoppelung von zwei Maschinen oder Verwendung von zwei etwas gegeneinander verschobenen Ankern in derselben Maschine — sehr viel leichter eine bestimmte Phasenverschiebung zwischen zwei Hochfrequenzströmen herzustellen, als mit den früheren Methoden [200, 201], die wohl auch nie praktische Verwendung gefunden haben. Sobald man aber in verhältnismäßig bequemer Weise Hochfrequenzströme von beliebiger Phasenverschiebung erzeugen kann, besitzt man ein Mittel, um gerichtete Sender von sehr viel günstigerer Fernwirkungscharakteristik zu bauen, als es bisher möglich war.

e. Vielleicht wird es mit den Hochfrequenzmaschinen auch möglich sein, die großen Energiemengen, welche die modernen Großstationen brauchen, in bequemerer Weise herzustellen als mit den bisherigen Methoden.

Die Energiemengen, die in der drahtlosen Telegraphie Verwendung finden, haben in den letzten Jahren eine ganz bedeutende Steigerung erfahren. Während noch vor wenigen Jahren Stationen, in denen 100 Kilowatt zur Verwendung kamen, als etwas Ungeheures galten, sollen in den transatlantischen Stationen Marconis 1100 HP zur Verfügung stehen, und die Ges. f. drahtl. Tel. läßt gegenwärtig eine Hochfrequenzmaschine für 500 Kilo-Volt-Amp. bauen. Wenn man diese gewaltigen Energiemengen vergleicht mit den minimalen Energien, wie sie in den Stationen der ersten Jahre durch einige Akkumulatoren und einen Funkeninduktor in Betrieb gesetzt wurden, und andererseits vergleicht die Reichweiten, die damals erhalten wurden, mit denjenigen, die man jetzt bekommt, so könnte es auf den ersten Blick scheinen, als ob die erzielten Erfolge mit der Steigerung der Energie, trotz aller technischen Fortschritte, nicht Schritt gehalten haben. Es mag daran etwas richtiges sein (vgl. g), aber zum Teil liegt der Grund darin, daß man es jetzt mit der Angabe der Reichweite einer Station etwas ernster nimmt als früher, daß man jetzt mit dem Begriff der Reichweite stets auch den der Betriebssicherheit verbindet. Und dann hat sich herausgestellt, daß die Abnahme der Wellenamplitude selbst über Seewasser rascher erfolgt [146 b], daß demnach eine Erhöhung der Reichweite eine viel bedeutendere Vergrößerung der Energie erfordert, als man früher glaubte.

f. Derselbe Zug ins Große, der bezüglich der Energiemengen die Entwicklung der drahtlosen Telegraphie während der letzten Jahre kennzeichnet, zeigt sich auch in der Größe der verwendeten Wellenlängen. Man ist allmählich bei den Großstationen bis etwa 7000 km Wellenlänge gekommen, zweifellos in erster Linie deshalb, weil die Fernwirkung großer Wellenlängen bei Tag erheblich günstiger ist als diejenige der kürzeren, in zweiter Linie wohl auch deshalb, weil die Verwendung großer Energiemengen, jedenfalls in den Primärkreisen der Sender bei großen Wellenlängen leichter ist als bei kleineren.

g. Für die Antennen hat das zur Folge gehabt, daß man auch hier, wo es möglich war, zu immer größeren Dimensionen überging [92 c, 202]. Wo man damit an die Grenze gelangt war, nahm man meist seine Zuflucht zu einer Vermehrung der Antennenselbstinduktion durch eingeschaltete Spulen oder zur Schwungradschaltung. Dadurch wurde aber der Strahlungswiderstand stark herabgesetzt. So günstig das für den Empfänger ist, sowohl bezüglich der Empfängerwirkung [172] als bezüglich der Einfachheit der Schaltung [176], so ungünstig ist es für den Sender [99]. Der Wirkungsgrad wird schlecht, von der aufgewendeten Energie wird nur ein sehr kleiner Teil ausgestrahlt auch dann, wenn man durch alle möglichen Mittel versucht, die Antennenverluste möglichst herabzudrücken. Marconi scheint aus diesen Verhältnissen die richtigen Konsequenzen gezogen zu haben, indem er bei seinen transatlantischen Stationen Sende- und Empfangsantenne trennte, und als Empfangsantenne eine solche mit geringem, als Sendeantenne eine solche mit größerem Strahlungsvermögen verwandte.

Aber die Hauptschwierigkeit dabei ist die „Antenne mit großem Strahlungswiderstand“. Wie groß derselbe bei der Marconischen geknickten Antenne ist, ist nicht bekannt geworden. Bei vertikalen Antennen ist eine Vergrößerung des Strahlungswiderstands bei gegebener Wellenlänge identisch mit einer Steigerung der Antennenhöhe: diesen richtigen, aber nicht leichten Weg hat die Ges. f. drahtl. Tel. mit ihrer gigantischen, 200 m hohen Antenne in Nauen einzuschlagen versucht.

h. Die äußere Entwicklung der drahtlosen Telegraphie in den letzten Jahren ist wohl als eine sehr günstige zu bezeichnen³⁴⁶). Der große Vorteil, den die drahtlose Telegraphie für die Sicherheit von Schiffen und ihren Passagieren bietet, hat zu gesetzlichen Bestimmungen geführt, welche Passagierschiffe von einer gewissen Größe zur Führung einer Station verpflichten.

Außerdem ist das Verwendungsgebiet der drahtlosen Telegraphie gewachsen. Während es früher nur dazu diente, um Telegramme gewöhnlicher Art zu übermitteln, wird sie jetzt zur regelmäßigen Übermittlung der Zeit an Schiffe ³⁴⁷⁾, zur Verbreitung von Sturmwarnungen ³⁴⁸⁾ und mit Erfolg auch zu geographischen Längenbestimmungen ³⁴⁹⁾, ferner zur Fernbetätigung von Registrierballons und für manche andere Zwecke in der Meteorologie ³⁵⁰⁾ benutzt. Sie hat damit schon jetzt eine vielseitigere Anwendung gefunden, als man in den ersten Jahren zu hoffen gewagt hatte.

T a b e l l e n.

Tabelle
Die Frequenz von

$$N = \frac{1}{2\pi\sqrt{CQ}} = \text{Anzahl ganzer Perioden pro Sekunde [3].}$$

In der folgenden Tabelle ist die Kapazität in $\frac{1}{1000}$ MF. = 10^{-18} C.G.S., der Selbstinduktionskoeffizient in C.G.S.-Einheiten ausgedrückt. Die Zahlen geben: $N \times 10^{-6}/\text{sec.}$

Kapazität.

	1	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	2	2,5	3
100	15,9	15,2	14,5	14,0	13,4	13,0	11,3	10,1	9,19
110	15,2	14,5	13,9	13,3	12,8	12,4	10,7	9,60	8,76
120	14,5	13,9	13,3	12,7	12,3	11,9	10,3	9,19	8,39
130	14,0	13,3	12,7	12,2	11,8	11,4	9,87	8,83	8,64
140	13,4	12,8	12,3	11,8	11,4	11,0	9,51	8,51	7,77
150	13,0	12,4	11,9	11,4	11,0	10,6	9,19	8,22	7,50
200	11,3	10,7	10,3	9,87	9,51	9,19	7,96	7,12	6,50
250	10,1	9,60	9,19	8,83	8,51	8,22	7,12	6,37	5,81
310	9,19	8,76	8,39	8,64	7,77	7,50	6,50	5,81	5,30 _s
350	8,51	8,11	7,77	7,46	7,19	6,95	6,01 _s	5,38	4,91
400	7,96	7,59	7,26	6,98	6,72	6,50	5,63	5,03	4,59
450	7,50	7,15	6,85	6,58	6,34	6,13	5,30 _s	4,74 _s	4,33
500	7,12	6,79	6,50	6,24	6,01 _s	5,81	5,03	4,50	4,11
600	6,50	6,20	5,93	5,70	5,49	5,30 _s	4,59	4,11	3,75
700	6,02	5,74	5,49	5,28	5,08	4,91	4,25	3,80 _s	3,47
800	5,63	5,37	5,14	4,93 _s	4,76	4,59	3,98	3,56	3,25
900	5,31	5,06	4,84	4,65	4,48	4,33	3,75	3,35 _s	3,06
1000	5,03	4,80	4,59	4,41	4,25	4,11	3,56	3,18	2,91
1100	4,80	4,56	4,38	4,21	4,06	3,92	3,39	3,03 _s	2,77
1200	4,59	4,38	4,19	4,03	3,88	3,75	3,25	2,91	2,65
1300	4,41	4,21	4,03	3,87	3,73	3,60	3,12	2,79	2,55
1400	4,25	4,06	3,88	3,73	3,60	3,47	3,01	2,69	2,46
1500	4,11	3,92	3,75	3,60	3,47	3,35 _s	2,91	2,60	2,37
2000	3,56	3,39	3,25	3,12	3,01	2,91	2,52	2,25	2,05 _s
2500	3,18	3,03 _s	2,91	2,79	2,69	2,60	2,25	2,01	1,84
3000	2,91	2,77	2,65	2,55	2,46	2,37	2,05 _s	1,84	1,68
3500	2,69	2,56 _s	2,46	2,36	2,27	2,20	1,90	1,70	1,55
4000	2,52	2,40	2,30	2,21	2,13	2,05 _s	1,78	1,59	1,45
4500	2,37	2,26	2,17	2,08	2,00 _s	1,94	1,68	1,50	1,37
5000	2,25	2,15	2,05	1,97	1,90	1,84	1,59	1,42	1,30
6000	2,05	1,96	1,88	1,80	1,74	1,68	1,45	1,30	1,19
7000	1,90	1,81	1,74	1,67	1,61	1,55	1,34 _s	1,20	1,10
8000	1,78	1,70	1,62	1,56	1,50	1,45	1,26	1,12 _s	1,03
9000	1,68	1,60	1,53	1,47	1,42	1,37	1,19	1,06	0,969

Selbstinduktionskoeffizient in C.G.S.-Einheiten.

I.

Kondensatorkreisen.³⁵¹⁾

Wie die Tabelle für andere Werte von \mathfrak{C} und \mathfrak{L} benutzt werden kann, geht aus folgenden Beispielen hervor:

1. $\mathfrak{C} = 11 \cdot 10^{-3}$ MF.; $\mathfrak{L} = 800$ C.G.S.

$$N = \frac{1}{2\pi\sqrt{800 \times 11 \cdot 10^{-18}}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{8000 \cdot 11 \cdot 10^{-18}}} = 1,70 \cdot 10^6/\text{sec.}$$

2. $\mathfrak{C} = 0,45$ MF.; $\mathfrak{L} = 7000$ C.G.S.

$$N = \frac{1}{2\pi\sqrt{7000 \times 450 \cdot 10^{-18}}} = \frac{1}{10 \cdot 2\pi\sqrt{7000 \times 4,5 \cdot 10^{-18}}} = 0,897 \cdot 10^6/\text{sec.}$$

3,5	4	4,5	5	6	7	8	9×10^{-3} MF.
8,51	7,96	7,50	7,12	6,50	6,02	5,63	5,31
8,11	7,59	7,15	6,79	6,20	5,74	5,37	5,06
7,77	7,26	6,85	6,50	5,93	5,49	5,14	4,84
7,46	6,98	6,58	6,24	5,70	5,28	4,93 ₅	4,65
7,19	6,72	6,34	6,01 ₅	5,49	5,08	4,76	4,48
6,95	6,50	6,13	5,81	5,30 ₅	4,91	4,59	4,33
6,01 ₅	5,63	5,30 ₅	5,03	4,59	4,25	3,98	3,75
5,38	5,03	4,74 ₅	4,50	4,11	3,80 ₅	3,56	3,35 ₅
4,91	4,59	4,33	4,11	3,75	3,47	3,25	3,06
4,55	4,25	4,01	3,80 ₅	3,47	3,21 ₅	3,01	2,84
4,25	3,98	3,75	3,56	3,25	3,01	2,81	2,65
4,01	3,75	3,54	3,35 ₅	3,06	2,84	2,65	2,50
3,80 ₅	3,56	3,35 ₅	3,18	2,91	2,69	2,52	2,37
3,47	3,25	3,06	2,91	2,65	2,46	2,30	2,17
3,21 ₅	3,01	2,84	2,69	2,46	2,27	2,13	2,00 ₅
3,01	2,81	2,65	2,52	2,30	2,13	1,99	1,88
2,84	2,65	2,50	2,37	2,17	2,00 ₅	1,88	1,77
2,69	2,52	2,37	2,25	2,05	1,90	1,78	1,68
2,56 ₅	2,40	2,26	2,15	1,96	1,81	1,70	1,60
2,46	2,30	2,17	2,05	1,88	1,74	1,62	1,53
2,36	2,21	2,08	1,97	1,80	1,67	1,56	1,47
2,27	2,13	2,00 ₅	1,90	1,74	1,61	1,50	1,42
2,20	2,05 ₅	1,94	1,84	1,68	1,55	1,45	1,37
1,90	1,78	1,68	1,59	1,45	1,34 ₅	1,26	1,19
1,70	1,59	1,50	1,42	1,30	1,20	1,12 ₅	1,06
1,55	1,45	1,37	1,30	1,19	1,10	1,03	0,969
1,44	1,34 ₅	1,27	1,20	1,10	1,02	0,951	0,897
1,34 ₅	1,26	1,19	1,12 ₅	1,03	0,951	0,890	0,839
1,27	1,19	1,12	1,06	0,969	0,897	0,839	0,791
1,20	1,12 ₅	1,06	1,01	0,919	0,851	0,796	0,750
1,10	1,03	0,969	0,919	0,839	0,777	0,726	0,685
1,02	0,951	0,897	0,851	0,777	0,719	0,673	0,634
0,951	0,890	0,839	0,796	0,726	0,673	0,629	0,593
0,897	0,839	0,791	0,750	0,685	0,634	0,593	0,572

Tabelle
Die Wellenlänge von

$$\lambda = 6\pi \sqrt{\epsilon \bar{x}} \cdot 10^{10} \text{ cm} = 6\pi \sqrt{\epsilon \bar{x}} \cdot 10^8 \text{ m [S. 6 Fußnote]}$$

In der folgenden Tabelle ist die Kapazität in $\frac{1}{1000}$ MF. = 10^{-18} C.G.S., der Selbstinduktionskoeffizient in C.G.S.-Einheiten ausgedrückt. Die Zahlen geben die Wellenlänge in Metern.

Kapazität.

	1	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	2	2,5	3
100	18,8	19,8	20,6	21,5	22,3	23,1	26,7	29,8	32,6
110	19,8	20,7	21,7	22,5	23,4	24,2	28,0	31,3	34,2
120	20,6	21,7	22,6	23,5	24,4	25,3	29,2	32,6 ₅	35,8
130	21,5	22,5	23,5	24,5	25,4	26,3	30,4	34,0	37,2
140	22,3	23,4	24,4	25,4	26,4	27,3	31,5	35,3	38,6
150	23,1	24,2	25,3	26,3	27,3	28,3	32,6 ₅	36,5	40,0
200	26,7	28,0	29,2	30,4	31,5	32,6 ₅	37,7	42,1 ₅	46,2
250	29,8	31,3	32,6 ₅	34,0	35,3	36,5	42,1 ₅	47,1	51,6
300	32,6	34,2	35,8	37,2	38,6	40,0	46,2	51,6	56,
350	35,3	37,0	38,6	40,2	41,7	43,2	49,9	55,8	61,1
400	37,7	39,5	41,3	43,0	44,6	46,2	53,3	59,6	65,3
450	40,0	41,9	43,8	45,6	47,3	49,0	56,5 ₅	64,4	69,3
500	42,1	44,2	46,2	48,1	49,9	51,6	59,6	66,6	73,0
600	46,2	48,4	50,6	52,6	54,6	56,5 ₅	65,3	73,0	80,0
700	49,9	52,3	54,6	56,9	59,0	61,1	70,5	78,8 ₅	86,4
800	53,3	55,9	58,4	60,8	63,1	65,3	75,4	84,3	92,3
900	56,5	59,3	61,9 ₅	64,5	66,9	69,3	80,0	89,4	97,9
1000	59,6	62,5	65,3	68,0	70,6	73,0	84,3	94,2	103
1100	62,5	65,6	68,5	71,3	74,0	76,6	88,4	98,8	108
1200	65,3	68,5	71,5	74,4 ₅	77,3	80,0	92,3	103	113
1300	68,0	71,3	74,4 ₅	77,5	80,4	83,2	96,1	107,5	118
1400	70,6	74,0	77,3	80,4	83,4 ₅	86,4	99,7	111,5	122
1500	73,0	76,6	80,0	83,2	86,4	89,4	103	115	126
2000	84,3	88,4	92,3	96,1	99,7	103	119	133	146
2500	94,2	98,8	103	107,5	111,5	115	133	149	163
3000	103	108	113	118	122	126	146	163	179
3500	112	117	122	127	132	137	158	176	193
4000	119	125	131	136	141	146	169	188,5	206,5
4500	126	133	138,5	144	150	155	179	200	219
5000	133	140	146	152	158	163	188,5	211	231
6000	146	153	160	166,5	173	179	206,5	231	253
7000	158	165	173	180	187	193	223	249	273
8000	169	177	185	192	199,5	206,5	238	267	292
9000	179	188	196	204	212	219	253	283	310

Selbstinduktionskoeffizient in C.G.S.-Einheiten.

II.

Kondensatorkreisen³⁵¹⁾.

Wie die Tabelle für andere Werte von \mathcal{C} und \mathcal{L} benutzt werden kann, geht aus folgenden Beispielen hervor:

$$1) \mathcal{C} = 11 \cdot 10^{-5} \text{ MF}; \mathcal{L} = 800 \text{ C.G.S.}$$

$$\lambda = 6\pi \sqrt{800 \times 11 \cdot 10^{-18} \cdot 10^8} = 6\pi \sqrt{8000 \times 1,1 \cdot 10^{-18} \cdot 10^8} = 177 \text{ m.}$$

$$2) \mathcal{C} = 0,45 \text{ MF}; \mathcal{L} = 7000 \text{ C.G.S.}$$

$$\lambda = 6\pi \sqrt{7000 \times 450 \cdot 10^{-18} \cdot 10^8} = 10 [6\pi \sqrt{7000 \times 4,5 \cdot 10^{-18} \cdot 10^8}] = 3345 \text{ m.}$$

3,5	4	4,5	5	6	7	8	$9 \times 10^{-3} \text{ MF.}$
35,3	37,7	40,0	42,1	46,2	49,9	53,3	56,5
37,0	39,5	41,9	44,2	48,4	52,3	55,9	59,3
38,6	41,3	43,8	46,2	50,6	54,6	58,4	61,9 ₅
40,2	43,0	45,6	48,1	52,6	56,9	60,8	64,5
41,7	44,6	47,3	49,9	54,6	59,0	63,1	66,9
43,2	46,2	49,0	51,6	56,5 ₅	61,1	65,3	69,3
49,9	53,3	56,5 ₅	59,6	65,3	70,5	75,4	80,0
55,8	59,6	64,4	66,6	73,0	78,8 ₅	84,3	89,4
61,1	65,3	69,3	73,0	80,0	86,4	92,3	97,9
66,0	70,5	74,8	78,8 ₅	86,4	93,3	99,7	106
70,5	75,4	80,0	84,3	92,3	99,7	107	113
74,8	80,0	84,8	89,4	97,9	106	113	120
78,8 ₅	84,3	89,4	94,2 ₅	103	111 ₅	119	126
86,4	92,3	97,9	103	113	122	131	138,5
93,3	99,7	106	111,5	122	132	141	150
99,7	107	113	119	131	141	151	160
106	113	120	126	138,5	150	160	170
112	119	126	133	146	158	169	179
117	125	133	140	153	165	177	188
122	131	138,5	146	160	173	185	196
127	136	144	152	166,5	180	192	204
132	141	150	158	173	187	199,5	212
137	146	155	163	179	193	206,5	219
158	169	179	188,5	206,5	223	238	253
176	188,5	200	211	231	249	267	283
193	206,5	219	231	253	273	292	310
209	223	237	249	273	295	315	334,5
223	238	253	267	292	315	337	358
237	253	268	283	310	334,5	358	379
249	267	283	298	326,5	353	377	400
273	292	310	326,5	358	386	415	438
295	315	334,5	353	386	417	446	473
315	337	358	377	415	446	477	506
334,5	358	379	400	438	473	506	536,5

Tabelle III.
Frequenz und Wellenlänge.

$$N = \frac{3 \cdot 10^{10} \text{ (cm/sec.)}}{\lambda \text{ (cm)}} = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ (m/sec.)}}{\lambda \text{ (m)}} \quad [19 \text{ b}]$$

λ in m	N	λ in m	N	λ in m	N	λ in m	N
100	$3,00 \times 10^6/\text{sec.}$	510	$5,88 \times 10^5/\text{sec.}$	910	$3,29 \times 10^5/\text{sec.}$	2550	$1,18 \times 10^5/\text{sec.}$
110	2,73	520	5,77	920	3,26	2600	1,15
120	2,50	530	5,66	930	3,23	2650	1,13
130	2,31	540	5,56	940	3,19	2700	1,11
140	2,14	550	5,45	950	3,16	2750	1,09
150	2,00						
160	1,88	560	5,36	960	3,13	2800	1,07
170	1,76	570	5,26	970	3,09	2850	1,05
180	1,67	580	5,17	980	3,06	2900	1,03
190	1,58	590	5,08	990	3,03	2950	1,02
200	1,50	600	5,00	1000	3,00	3000	1,00
210	1,43	610	4,92	1050	2,86	3050	$9,84 \times 10^4/\text{sec.}$
220	1,36	620	4,84	1100	2,73	3100	9,67
230	1,31	630	4,76	1150	2,61	3150	9,53
240	1,25	640	4,69	1200	2,50	3200	9,38
250	1,20	650	4,62	1250	2,40	3250	9,23
260	1,15	660	4,55	1300	2,31	3300	9,09
270	1,11	670	4,47	1350	2,22	3350	8,96
280	1,07	680	4,41	1400	2,14	3400	8,82
290	1,03	690	4,35	1450	2,07	3450	8,69
300	1,00	700	4,29	1500	2,00	3500	8,57
310	$9,67 \times 10^5/\text{sec.}$	710	4,23	1550	1,94	3550	8,45
320	9,38	720	4,17	1600	1,88	3600	8,33
330	9,09	730	4,11	1650	1,82	3650	8,22
340	8,82	740	4,05	1700	1,76	3700	8,11
350	8,57	750	4,00	1750	1,71	3750	8,00
360	8,33	760	3,95	1800	1,67	3800	7,89
370	8,11	770	3,91	1850	1,62	3850	7,79
380	7,89	780	3,85	1900	1,58	3900	7,69
390	7,69	790	3,79	1950	1,54	3950	7,59
400	7,50	800	3,75	2000	1,50	4000	7,50
410	7,32	810	3,71	2050	1,46	4100	7,32
420	7,14	820	3,66	2100	1,43	4200	7,14
430	6,98	830	3,62	2150	1,40	4300	6,98
440	6,82	840	3,57	2200	1,36	4400	6,82
450	6,67	850	3,53	2250	1,33	4500	6,67
460	6,52	860	3,49	2300	1,31	4600	6,52
470	6,38	870	3,45	2350	1,28	4700	6,38
480	6,25	880	3,41	2400	1,25	4800	6,25
490	6,12	890	3,37	2450	1,22	4900	6,12
500	6,00	900	3,33	2500	1,20	5000	6,00

Tabelle IV.

Schwingungskurven für verschiedene Dekremente.

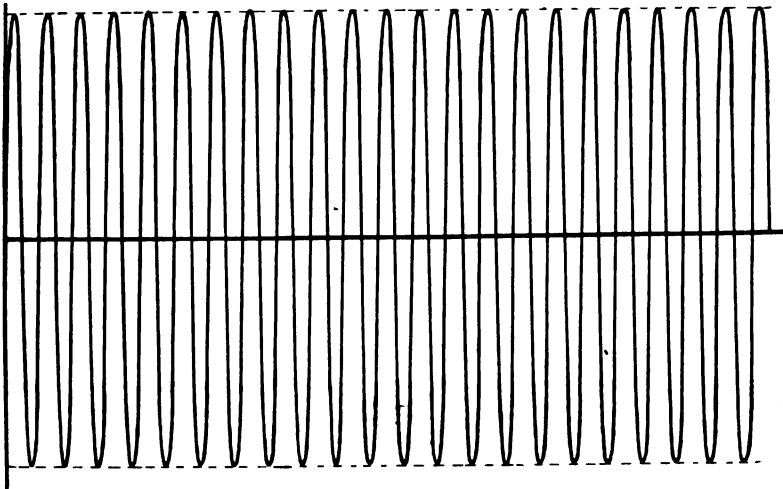


Fig. 462.

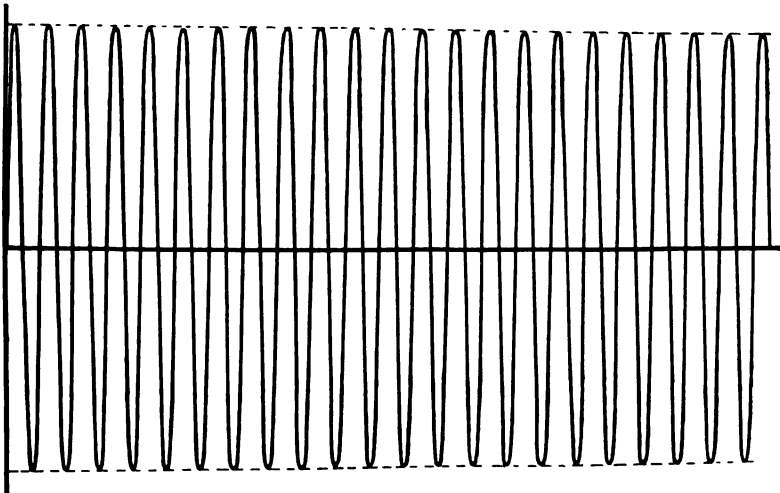
 $\delta = 0$, ungedämpfte Schwingungen.

Fig. 463.

 $\delta = 0,003$.

Fortsetzung von Tabelle IV.

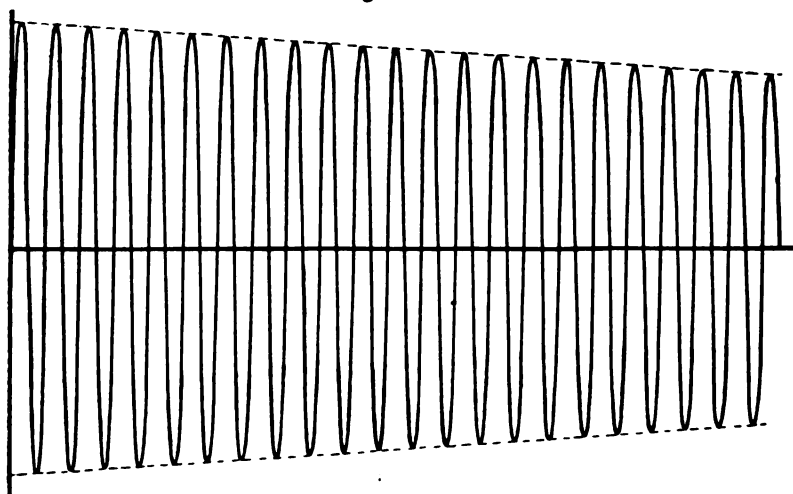


Fig. 461.
 $b = 0,01.$

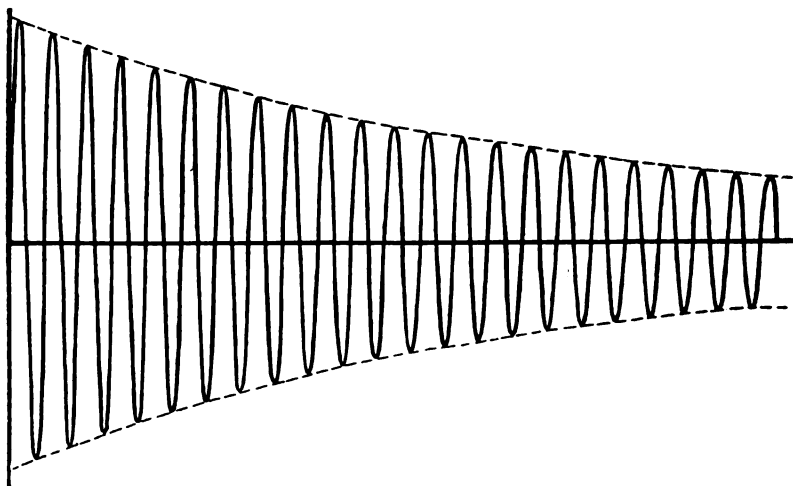


Fig. 463.
 $b = 0,06.$

Fortsetzung von Tabelle IV.

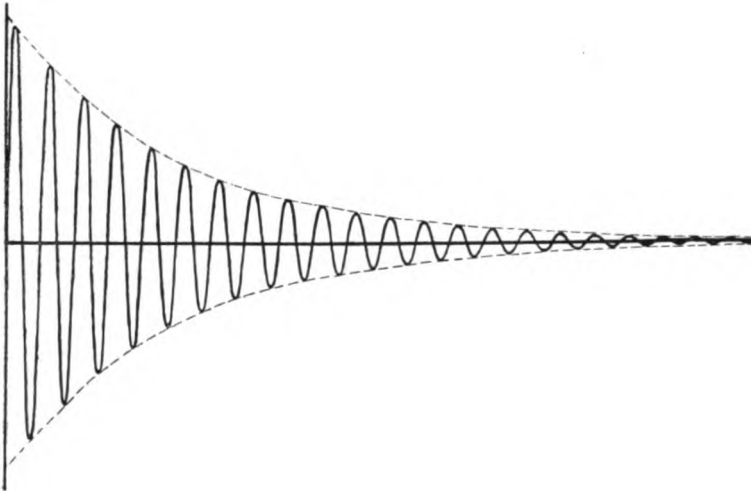


Fig. 466.
 $b = 0,2.$

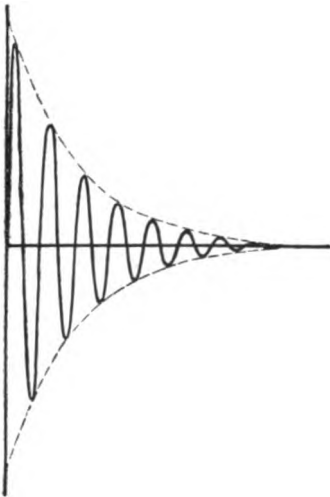


Fig. 467.
 $b = 0,5.$

Tabelle V.

Die Funken-(Lichtbogen-)Konstanten ³⁵²⁾.

Nach **9b** bzw. **129b** steht die Spannung \mathscr{U} zwischen den Polen einer Funkenstrecke (bzw. eines Lichtbogens) zum Strom J durch die Funkenstrecke in der Beziehung

$$\mathscr{U} = a + \frac{b}{J} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Die Werte der Funkenkonstanten a und b hängen von der Entfernung, vom Material und dem Zustand der Elektroden und vom Gas ab.

Die Abhängigkeit von der Entfernung f der Elektroden ist annähernd von der Form

$$\left. \begin{aligned} a &= a_0 + a_1 f. \\ b &= b_0 + b_1 f. \end{aligned} \right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

1. Für Gleichstromlichtbogen in Luft sind z. B. folgende Zahlen ermittelt worden:

$$\left. \begin{aligned} \text{Elektroden Homogenkohle: } a &= 38,88 + 2,074 \cdot f^*) \text{ Volt} \\ b &= 11,66 + 10,54 \cdot f \text{ Watt} \end{aligned} \right\} \text{H. Ayrton}^{352)}.$$

$$\left. \begin{aligned} \text{Elektroden Kupfer: } a &= 21,38 + 3,03 \cdot f \text{ Volt} \\ b &= 10,69 + 15,24 \cdot f \text{ Watt} \end{aligned} \right\} \text{Guye und Zébrakoff}^{352)}.$$

2. Für den Wechselstromlichtbogen gelten Gl. (1) und (2) ebenfalls annähernd, wenn man unter \mathscr{U} und J den Effektivwert von Spannung und Strom versteht. Aus den Beobachtungen von Heubach ³⁵²⁾ für Dochkohlen in Luft (Strom 4,4 bzw. 6,5 Amp., $N = 50/\text{sec.}$) folgt:

$$\begin{aligned} a &= 23,4 + 1,21 \cdot f^*) \text{ Volt} \\ b &= -13,8 + 3,71 \cdot f \text{ Watt.} \end{aligned}$$

3. Bei gedämpften Hochfrequenzströmen ($\lambda = 2500 \text{ m}$, $\mathcal{Q} = 2 \cdot 10^{-3}$ bzw. $1 \cdot 10^{-3} \text{ MF.}$, $\mathcal{Q} = 714 \cdot 10^3$ bzw. $1480 \cdot 10^3 \text{ C.G.S.}$) gilt A nach Messungen von D. Roschanský²⁾ für die Anfangsamplitude der Funkenspannung \mathscr{U}_{f_0} eine Beziehung der Form

$$\mathscr{U}_{f_0} = a_0 + a_1 f^*)$$

und zwar ergab sich für Elektroden aus

	Magnesium	Zink	Kupfer	Silber
$a_0 =$	34	30	28	42 Volt
$a_1 =$	7,6	10,4	10,9	10,4 „

*) f in Millimetern.

Tabelle VI.

Formeln für die Berechnung von Selbstinduktionskoeffizienten³⁵³).

In den folgenden Formeln bedeutet ρ den Drahtradius, r den Radius einer Windung, l die Länge der Spule (die Umspinnung der äußersten Windung miteingerechnet), n die Gesamtzahl der Windungen, n_1 die Anzahl Windungen pro Zentimeter, g die Ganghöhe d. h. den Abstand der Drahtachsen zweier aufeinanderfolgenden Windungen. — Drückt man die Längen in Zentimeter aus, so geben die Formeln den Selbstinduktionskoeffizienten in C.G.S.-Einheiten.

1. Drahtkreis.

$$L = 4\pi r \left(\log \text{nat} \frac{8r}{\rho} - 1,75 \right) \text{ (Kirchhoff).}$$

$$\mathcal{L}_0^*) = 4\pi r \left(\log \text{nat} \frac{8r}{\rho} - 2 \right).$$

2. Zylinderspule mit einer einzigen Windungslage von nur wenigen Windungen (B. Straßer³⁶³).

$$L = 4\pi r \left[n \log \text{nat} \left(\frac{8r}{\rho} - 1,75 \right) + n(n-1) \left(\log \text{nat} \frac{8r}{g} - 2 \right) - A + \frac{g^2}{8r^2} \left\{ \left(3 \log \text{nat} \frac{8r}{g} - 1 \right) \left(\frac{n^2(n^2-1)}{12} \right) - B \right\} \right].$$

Die Werte von A und B folgen aus der untenstehenden Tabelle.

3. Zylinderspule, deren Länge groß ist gegen den Durchmesser: ganz rohe Annäherungsformel:

$$L \text{ bzw. } \mathcal{L} = 4\pi^2 r^2 n_1^2 l.$$

4. Zylinderspule mit einer einzigen Windungslage, deren Durchmesser groß ist gegen die Spulenlänge (Lord Rayleigh).

$$L = 4\pi r n^2 \left\{ \log \text{nat} \frac{8r}{l} - \frac{1}{2} + \frac{l^2}{32r^2} \left(\log \text{nat} \frac{8r}{l} + \frac{1}{4} \right) \right\} - \Delta L.$$

Für Spulen mit einer einzigen Windungslage, deren Länge so groß ist wie der Radius, gilt noch sehr genau und für ziemlich längere Spulen gilt noch sehr annähernd die folgende Formel (Coffin³⁶³):

*) = wirksamer Selbstinduktionskoeffizient, berechnet unter der Annahme, daß der Strom auf eine ganz dünne Oberflächenschicht beschränkt ist.

$$L = 4 \pi r n^2 \left\{ \log \operatorname{nat} \frac{8r}{l} - \frac{1}{2} + \frac{l^2}{32 r^2} \left(\log \operatorname{nat} \frac{8r}{l} + \frac{1}{4} \right) - \frac{1}{1024} \frac{l^4}{r^4} \left(\log \frac{8r}{l} - \frac{2}{3} \right) + \frac{10}{131072} \cdot \frac{l^6}{r^6} \left(\log \operatorname{nat} \frac{8r}{l} - \frac{109}{120} \right) - \frac{35}{4194304} \frac{l^8}{r^8} \left(\log \frac{8r}{l} - \frac{431}{420} \right) \right\} - \Delta L.$$

In diesen Formeln ist das Korrektionsglied $\Delta L = 4 \pi r n (C + D)$ (E. B. Rosa)³⁶³. C und D folgen aus der untenstehenden Tabelle.

5. Flachspule, bei der $ng \leq 0,5 r$ (r = mittlerer Windungsradius) ist (A. E. S. a u)³⁶³:

$$L = 4 \pi r \left\{ n \left(\log \operatorname{nat} \frac{r}{\rho} + 0,333 \right) + n(n-1) \left(\log \operatorname{nat} \frac{8r}{g} - 2 \right) - A + \frac{g^2}{8r^2} \left[\left(\log \operatorname{nat} \frac{8r}{g} + 3 \right) \left(\frac{n^2(n^2-1)}{12} \right) - \frac{B}{3} \right] \right\} \text{ C.G.S.}$$

6. Rechteck mit den Seiten a und b und dem Drahtradius ρ

$$L = 4 \left\{ a \log \operatorname{nat} \frac{2ab}{r(a + \sqrt{a^2 + b^2})} + b \log \operatorname{nat} \frac{2ab}{r(b + \sqrt{a^2 + b^2})} + 2(\sqrt{a^2 + b^2} - a - b) \right\} \text{ C.G.S.}$$

Tabelle für A und B.

n	A	B	n	A	B
1			16	354,4	35694
2			17	415,8	46757
3	1,386	8,315	18	482,8	60427
4	4,970	43,296	19	555,5	76662
5	11,33	140,82	20	634,2	96910
6	20,90	366,95	21	718,9	119330
7	34,06	794,73	22	809,7	146517
8	51,11	1499,55	23	906,6	178140
9	72,32	2590,62	24	1009,8	217338
10	97,92	4187,55	25	1119,4	259868
11	128,17	6572,94	26	1235,4	305044
12	163,14	9769,47	27	1357,9	359767
13	202,1	14042,1	28	1487,1	421783
14	248,2	19532,2	29	1618,1	491819
15	298,6	26740,1	30	1765,4	570515

Tabelle für C.

$\frac{2\rho}{g}$	C	$\frac{2\rho}{g}$	C	$\frac{2\rho}{g}$	C
1,00	0,5368	0,79	0,3211	0,59	0,0292
0,99	0,5468	0,78	0,3084	0,58	0,0121
0,98	0,5367	0,77	0,2955	0,57	— 0,0053
0,97	0,5264	0,76	0,2824	0,56	— 0,0230
0,96	0,5160	0,75	0,2691	0,55	— 0,0410
0,95	0,5055				
		0,74	0,2557	0,54	— 0,0594
0,94	0,4949	0,73	0,2421	0,53	— 0,0781
0,93	0,4842	0,72	0,2283	0,52	— 0,0971
0,92	0,4734	0,71	0,2143	0,51	— 0,1165
0,91	0,4625	0,70	0,2001	0,50	— 0,1363
0,90	0,4515				
		0,69	0,1857	0,45	— 0,2416
0,89	0,4403	0,68	0,1711	0,40	— 0,3594
0,88	0,4290	0,67	0,1563	0,35	— 0,4928
0,87	0,4176	0,66	0,1413	0,30	— 0,6471
0,86	0,4060	0,65	0,1261		
0,85	0,3943			0,25	— 0,8294
		0,64	0,1106	0,20	— 1,0526
0,84	0,3825	0,63	0,0949	0,15	— 1,3403
0,83	0,3705	0,62	0,0789	0,10	— 1,7457
0,82	0,3584	0,61	0,0626		
0,81	0,3461	0,60	0,0460		
0,80	0,3337				

Tabelle für D.

n	D	n	D	n	D
1	0,0000	35	0,3119	300	0,3343
2	0,1137	40	0,3148	400	0,3351
3	0,1663	45	0,3169	500	0,3356
4	0,1973	50	0,3186	600	0,3359
5	0,2180				
		60	0,3216	700	0,3361
6	0,2329	70	0,3239	800	0,3363
7	0,2443	80	0,3257	900	0,3364
8	0,2532	90	0,3270	1000	0,3365
9	0,2604	100	0,3280		
10	0,2664				
		125	0,3298		
15	0,2857	150	0,3311		
20	0,2974	175	0,3321		
25	0,3042	200	0,3328		
30	0,3083				

Tabelle
Wirksamer Widerstand

Die Zahlen geben den Widerstand von 1 m in Ohm unter

Die Genauigkeit der

Draht- durch- messer in mm	Stationärer Strom	N = 5 · 10 ⁴ sec. λ = 6000 m	N = 1 · 10 ⁵ sec. λ = 3000 m	N = 1,5 · 10 ⁵ sec. λ = 2000 m	N = 2 · 10 ⁵ sec. λ = 1500 m	N = 2,5 · 10 ⁵ sec. λ = 1200 m	N = 3 · 10 ⁵ sec. λ = 1000 m
0,2	0,554	0,55	0,56	0,56	0,56	0,56	0,56
0,4	0,138	0,139	0,141	0,143	0,148	0,152	0,157
0,6	0,0615	0,063	0,067	0,072	0,078	0,086	0,093
0,8	0,0346	0,0370	0,0422	0,0498	0,056	0,062	0,067
1	0,0221	0,0254	0,0323	0,0382	0,0434	0,0480	0,052
1,2	0,0154	0,0196	0,0262	0,0314	0,0354	0,0393	0,0427
1,4	0,0113	0,0164	0,0221	0,0263	0,0298	0,0331	0,0359
1,6	0,00865	0,0140	0,0189	0,0226	0,0258	0,0285	0,0311
1,8	0,00683	0,0123	0,0169	0,0199	0,0226	0,0251	0,0273
2	0,00554	0,0110	0,0148	0,0178	0,0202	0,0225	0,0245
2,2	0,00457	0,0098	0,0133	0,0159	0,0182	0,0203	0,0221
2,4	0,00384	0,0089	0,0121	0,0146	0,0166	0,0185	0,0202
2,6	0,00328	0,0081	0,0111	0,0134	0,0153	0,0171	0,0186
2,8	0,00282	0,0075	0,0102	0,0123	0,0141	0,0158	0,0172
3	0,00246	0,0069	0,0095	0,0115	0,0132	0,0147	0,0160
3,2	0,00216	0,0065	0,0089	0,0107	0,0123	0,0137	0,0149
3,4	0,00192	0,0061	0,0083	0,0101	0,0116	0,0129	0,0141
3,6	0,00171	0,0057	0,0079	0,0096	0,0110	0,0122	0,0133
3,8	0,00153	0,0053 ₅	0,0074	0,0090	0,0103	0,0114	0,0125
4	0,00138	0,0051	0,0070	0,0085	0,0097	0,0108	0,0118
4,2	0,00125	0,00479	0,0066	0,0080	0,0092	0,0103	0,0112
4,4	0,00114	0,00456	0,0063	0,0077	0,0088	0,0098	0,0107
4,6	0,00105	0,00438	0,0061	0,0074	0,0085	0,0094	0,0103
4,8	0,000961	0,00417	0,0058	0,0070	0,0081	0,0090	0,0096
5	0,000886	0,00400	0,0055 ₅	0,0067	0,0077	0,0086	0,0094
5,2	0,000819	0,00383	0,0053	0,0065	0,0074	0,0083	0,0090 ₅
5,4	0,000759	0,00368	0,0051	0,0062	0,0071 ₅	0,0080	0,0086
5,6	0,000706	0,00354	0,00493	0,0060	0,0069	0,0076	0,0083
5,8	0,000658	0,00341	0,0047 ₅	0,0058	0,0066 ₅	0,0074	0,0081
6	0,000615	0,00330	0,00458	0,0056	0,0064	0,0071	0,0078
6,2	0,000576	0,00319	0,00443	0,0054	0,0062	0,0069	0,0075 ₅
6,4	0,000541	0,00309	0,00429	0,0052	0,0060	0,0067	0,0073
6,6	0,000508	0,00299	0,00415	0,0050 ₅	0,0058	0,0064 ₅	0,0071
6,8	0,000479	0,00290	0,00403	0,00489	0,0056	0,0063	0,0068 ₅
7	0,000452	0,00281	0,00391	0,00475	0,0055	0,0061	0,0067
7,2	0,000427	0,00272	0,00379	0,00461	0,0053	0,0059	0,0064 ₅
7,4	0,000404	0,00265	0,00369	0,00448	0,0051	0,0058	0,0063
7,6	0,000383	0,00257	0,00359	0,00433	0,0050	0,0056	0,0061
7,8	0,000364	0,00251	0,00350	0,00426	0,00488	0,0055	0,0059
8	0,000346	0,00244	0,00341	0,00415	0,00477	0,0053	0,0058

VII.

von Kupferdrähten³⁵⁴).

der Annahme eines Leitvermögens $\sigma = 57,5 \times 10^{-6}$ C.G.S.

Zahlen ist 1—2 %.

$N =$ $3,5 \cdot 10^5 \text{ sec.}$ $\lambda = 857 \text{ m}$	$N =$ $4 \cdot 10^5 \text{ sec.}$ $\lambda = 750 \text{ m}$	$N =$ $4,5 \cdot 10^5 \text{ sec.}$ $\lambda = 667 \text{ m}$	$N =$ $5 \cdot 10^5 \text{ sec.}$ $\lambda = 600 \text{ m}$	$N =$ 10^6 sec. $\lambda = 300 \text{ m}$	$N =$ $1,5 \cdot 10^6 \text{ sec.}$ $\lambda = 200 \text{ m}$	$N =$ $2 \cdot 10^6 \text{ sec.}$ $\lambda = 150 \text{ m}$	$N =$ $3 \cdot 10^6 \text{ sec.}$ $\lambda = 100 \text{ m}$
0,56	0,56	0,56	0,57	0,61	0,66	0,73	0,86
0,163	0,168	0,175	0,183	0,245	0,293	0,328	0,399
0,099	0,104	0,110	0,115	0,156	0,187	0,213	0,257
0,072	0,076	0,079	0,083	0,110	0,136	0,157	0,190
0,055	0,062	0,065	0,069	0,108	0,124	0,138	0,151
0,0456	0,0489	0,051	0,053	0,074	0,089	0,103	0,125
0,0384	0,0405	0,0452	0,0450	0,062	0,076	0,087	0,106
0,0333	0,0353	0,0372	0,0394	0,054	0,066	0,076	0,093
0,0294	0,0314	0,0331	0,0345	0,0480	0,058	0,067	0,083
0,0263	0,0278	0,0295	0,0310	0,0432	0,053	0,061	0,074
0,0238	0,0254	0,0267	0,0280	0,0392	0,0479	0,0551	0,067
0,0217	0,0231	0,0243	0,0257	0,0357	0,0438	0,0506	0,062
0,0200	0,0212	0,0224	0,0236	0,0329	0,0400	0,0469	0,057
0,0185	0,0196	0,0207	0,0223	0,0307	0,0379	0,0433	0,053
0,0172	0,0183	0,0193	0,0204	0,0287	0,0350	0,0405	0,0497
0,0161	0,0171	0,0180	0,0190	0,0267	0,0328	0,0381	0,0459
0,0151	0,0160	0,0170	0,0178	0,0252	0,0309	0,0357	0,0431
0,0143	0,0154	0,0160	0,0168	0,0239	0,0293	0,0337	0,0407
0,0134	0,0143	0,0151	0,0159	0,0225	0,0277	0,0314	0,0386
0,0127	0,0136	0,0140	0,0151	0,0214	0,0263	0,0300	0,0366
0,0121	0,0128	0,0136	0,0145	0,0205	0,0246	0,0285	0,0349
0,0115	0,0123	0,0130	0,0138	0,0196	0,0235	0,0272	0,0331
0,0111	0,0118	0,0125	0,0131	0,0187	0,0225	0,0260	0,0317
0,0106	0,0113	0,0120	0,0127	0,0177	0,0216	0,0250	0,0304
0,0101	0,0108	0,0115	0,0124	0,0169	0,0207	0,0240	0,0292
0,0097	0,0104	0,0111	0,0116	0,0162	0,0199	0,0229	0,0281
0,0093	0,0100	0,0106	0,0112	0,0156	0,0192	0,0220	0,0271
0,0091	0,0097	0,0102	0,0108	0,0152	0,0185	0,0213	0,0261
0,0087	0,0093	0,0099	0,0104	0,0146	0,0176	0,0203	0,0252
0,0084	0,0090	0,0095	0,0101	0,0141	0,0172	0,0199	0,0243
0,0081	0,0087	0,0092	0,0098	0,0136	0,0167	0,0192	0,0235
0,0079	0,0084	0,0089	0,0095	0,0132	0,0162	0,0186	0,0228
0,0076	0,0081	0,0086	0,0092	0,0128	0,0157	0,0181	0,0221
0,0074	0,0078	0,0083	0,0088	0,0123	0,0151	0,0175	0,0214
0,0071	0,0076	0,0081	0,0085	0,0120	0,0148	0,0172	0,0208
0,0070	0,0074	0,0079	0,0083	0,0117	0,0143	0,0166	0,0203
0,0067	0,0072	0,0077	0,0081	0,0114	0,0139	0,0160	0,0196
0,0066	0,0071	0,0075	0,0079	0,0111	0,0135	0,0156	0,0192
0,0064	0,0069	0,0073	0,0077	0,0108	0,0132	0,0152	0,0186
0,0063	0,0067	0,0071	0,0075	0,0105	0,0129	0,0148	0,0182

Tabelle VIII.

Maximaldurchmesser von Widerstandsdrähten³⁵⁵⁾.

Bei dem in der Tabelle angegebenen Durchmesser (in Millimetern) unterscheidet sich der Widerstand um 1 % von dem Gleichstromwiderstand. Soll der Unterschied 0,1 % nicht übersteigen, so darf der Drahtdurchmesser nur ungefähr $\frac{1}{2}$ (genau 0,56 mal) so groß sein. Ein doppelt (genau 1,78 mal) so großer Durchmesser bedingt einen Unterschied von 10 %.

Material	Leitvermögen in C.G.S.- Einheiten	Maximaldurchmesser in Millimeter			
		N = 5 $\cdot 10^4/sec.$ $\lambda = 6000 \text{ m}$	N = 2,5 $\cdot 10^5/sec.$ $\lambda = 1200 \text{ m}$	N = 5 $\cdot 10^5/sec.$ $\lambda = 600 \text{ m}$	N = 2,5 $\cdot 10^6/sec.$ $\lambda = 120 \text{ m}$
Eisen,					
Permeabilität 3000 .	$10 \cdot 10^{-5}$	0,019	0,0084	0,0060	0,0027
„ 1000 .	$10 \cdot 10^{-5}$	0,033	0,015	0,010	0,0046
„ 300 .	$10 \cdot 10^{-5}$	0,059	0,027	0,018	0,0084
„ 100 .	$10 \cdot 10^{-5}$	0,099	0,044	0,031	0,014
„ 10 .	$10 \cdot 10^{-5}$	0,33	0,15	0,10	0,046
Gold	$45 \cdot 10^{-5}$	0,56	0,25	0,17	0,079
Kupfer	$57,5 \cdot 10^{-5}$	0,49	0,22	0,15	0,0069
Konstantan	$2 \cdot 10^{-5}$	2,6	1,2	0,83	0,37
Manganin {	$2,4 \cdot 10^{-5}$	2,4	1,1	0,75	0,34
Nickelin }					
Platin	$10 \cdot 10^{-5}$	1,2	0,57	0,37	0,17
Graphit*)	$0,08 \cdot 10^{-5}$	13,2	5,9	4,2	1,9
	bis				
	$0,4 \cdot 10^{-5}$	5,9	2,7	1,9	0,84
Kohle (Bogenlampen- kohle)	$0,025 \cdot 10^{-5}$	23,6	10,6	7,5	3,4
Quecksilber	$1,06 \cdot 10^{-5}$	3,6	1,6	1,1	0,51
Konz. CuSO_4 -Lösung .	$4,6 \cdot 10^{-11}$	175	78	55	25

*) Für rechteckigen Querschnitt geben die Zahlen sehr annähernd den Betrag an, den der größte Durchmesser im Maximum haben darf, wenn der Unterschied zwischen effektivem und Gleichstromwiderstand 1 % nicht übersteigen soll.

Tabelle IX.

Schlagweite und Entladungsspannung⁶⁴⁾.

Für kleine Schlagweiten:

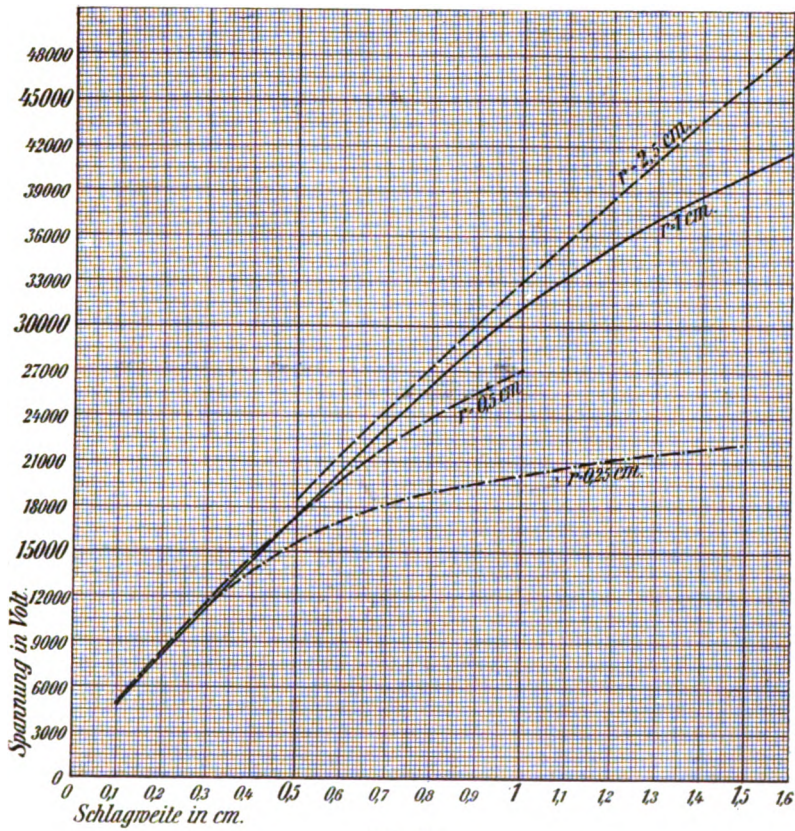


Fig. 468

Für größere Schlagweiten:

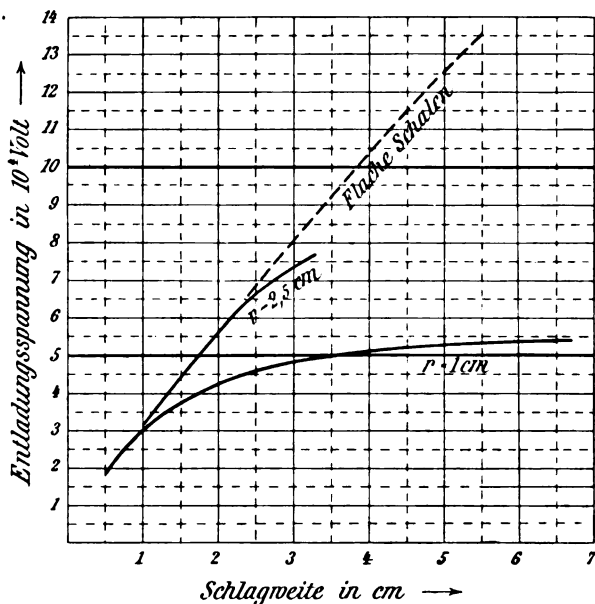


Fig. 469.

In diesen Figuren bedeutet r den Radius bei kugelförmigen Elektroden; die gestrichelte Kurve in Fig. 469 bezieht sich auf Elektroden aus ganz flachen Schalen.

Die Werte sind die normalen Entladungsspannungen, d. h. diejenigen, bei denen die Entladung in nicht merklich ionisierter Luft schließlich einsetzt.

Die Zahlen von Fig. 468 sind aus A. Heydweiller⁶⁴), diejenigen von Fig. 469 aus C. Müller⁵⁶) (für kleinere Schlagweiten) und E. Hupka⁶⁴), diejenigen der gestrichelten Kurve in Fig. 469 aus W. Weicker⁶⁴) entnommen; Druck 745 mm, Temperatur ca. 18°. Die Zahlen von Fig. 468 beziehen sich auf trockene Luft von 18° und 745 mm Druck: Für 8 mm Druckzunahme und 3° Temperaturabnahme sind die Spannungen um 1 % zu erhöhen.

Tabelle X.

Bestimmung des Koppelungsgrads.

Es ist [87] der Koppelungsgrad

$$K' = 1 - \left(\frac{N}{N^I} \right)^2 = \left(\frac{N}{N^{II}} \right)^2 - 1 = \frac{1 - \left(\frac{N^{II}}{N^I} \right)^2}{1 + \left(\frac{N^{II}}{N^I} \right)^2}$$

$$= 1 - \left(\frac{\lambda^I}{\lambda} \right)^2 = \left(\frac{\lambda^{II}}{\lambda} \right)^2 - 1 = \frac{1 - \left(\frac{\lambda^I}{\lambda^{II}} \right)^2}{1 + \left(\frac{\lambda^I}{\lambda^{II}} \right)^2}$$

In der folgenden Tabelle ist der Koppelungsgrad in Prozent angegeben. Ein Koppelungsgrad von 2 % heißt also: $K' = 0,02$

I.		II.		III.	
$\frac{\lambda^I}{\lambda}$ bzw. $\frac{N}{N^I}$	Koppelungs- grad in Prozent	$\frac{\lambda^{II}}{\lambda}$ bzw. $\frac{N}{N^{II}}$	Koppelungs- grad in Prozent	$\frac{\lambda^I}{\lambda^{II}}$ bzw. $\frac{N^{II}}{N^I}$	Koppelungs- grad in Prozent
0,999	0,20	1,001	0,20	1,001	0,100
0,998	0,40	1,002	0,40	1,002	0,200
0,997	0,60	1,003	0,60	1,003	0,299
0,996	0,80	1,004	0,80	1,004	0,398
0,995	1,00	1,005	1,00	1,005	0,498
0,994	1,20	1,006	1,20	1,006	0,596
0,993	1,40	1,007	1,40	1,007	0,695
0,992	1,59	1,008	1,61	1,008	0,799
0,991	1,79	1,009	1,81	1,009	0,897
0,99	1,99	1,01	2,01	1,01	0,99
0,98	3,96	1,02	2,04	1,02	1,98
0,97	4,91	1,03	6,09	1,03	2,97
0,96	7,84	1,04	8,16	1,04	3,92
0,95	9,75	1,05	10,2	1,05	4,87
0,94	11,6	1,06	12,4	1,06	5,82
0,93	13,5	1,07	14,5	1,07	6,76
0,92	15,4	1,08	16,6	1,08	7,68
0,91	17,2	1,09	18,8	1,09	8,60
0,90	19,0	1,10	21,0	1,10	9,50
0,89	20,8	1,11	23,2	1,11	10,4
0,88	22,6	1,12	25,4	1,12	11,3
0,87	24,3	1,13	27,7	1,13	12,2
0,86	26,0	1,14	30,0	1,14	13,0
0,85	27,8	1,15	32,2	1,15	13,9

Fortsetzung von Tabelle X.

I.				II.				III.			
$\frac{\lambda I}{\lambda}$	bzw. $\frac{N}{N^I}$	Koppelungs- grad in Prozent		$\frac{\lambda II}{\lambda}$	bzw. $\frac{N}{N^{II}}$	Koppelungs- grad in Prozent		$\frac{\lambda I}{\lambda II}$	bzw. $\frac{N^{II}}{N^I}$	Koppelungs- grad in Prozent	
0,84		29,4		1,16		34,6		1,16		14,7	
0,83		31,1		1,17		36,9		1,17		15,6	
0,82		32,8		1,18		39,2		1,18		16,4	
0,81		34,4		1,19		41,6		1,19		17,2	
0,80		36,0		1,20		44,0		1,20		18,0	
0,79		37,6		1,21		46,4		1,21		18,8	
0,78		39,2		1,22		48,8		1,22		19,6	
0,77		40,7		1,23		51,3		1,23		20,4	
0,76		42,2		1,24		53,8		1,24		21,2	
0,75		43,8		1,25		56,2		1,25		22,0	
0,74		45,2		1,26		58,8		1,26		22,7	
0,73		46,7		1,27		61,3		1,27		23,5	
0,72		48,2		1,28		63,8		1,28		24,2	
0,71		49,6		1,29		66,4		1,29		24,9	
0,70		51,0		1,30		69,0		1,30		25,6	
0,69		52,4						1,31		26,4	
0,68		53,8						1,32		27,1	
0,67		55,1						1,33		27,8	
0,66		56,4						1,34		28,5	
0,65		57,8						1,35		29,1	
0,64		59,0						1,36		29,8	
0,63		60,3						1,37		30,5	
0,62		61,6						1,38		31,1	
0,61		62,8						1,39		31,8	
0,60		64,0						1,40		32,4	
								1,41		33,0	
								1,42		33,7	
								1,43		34,3	
								1,44		34,9	
								1,45		35,5	
								1,46		36,1	
								1,47		36,7	
								1,48		37,3	
								1,49		37,9	
								1,50		38,5	
								1,55		41,2	
								1,60		43,8	
								1,65		46,3	
								1,70		48,6	
								1,75		50,7	
								1,80		52,8	
								1,85		54,8	
								1,90		56,6	
								1,95		58,4	
								2,00		60,0	

Tabelle XI.

Resonanzkurve des Stromeffekts [74 a].

Es bezeichne b_1 bzw. b_2 die Dekremente des primären bzw. sekundären Systems, J_{eff}^2 den Stromeffekt im sekundären System, J_{reff}^2 dasselbe bei Resonanz zwischen beiden Systemen. Die Resonanzkurve sei so gezeichnet, daß als Ordinaten y die Werte von $J_{\text{eff}}^2: J_{\text{reff}}^2$, als Abszissen die Verstimmungen der beiden Systeme auf-

getragen sind. x sei $= \frac{x_1 + x_2}{2}$ und x_1

und x_2 haben die aus der nebenstehenden Figur ersichtliche Bedeutung.

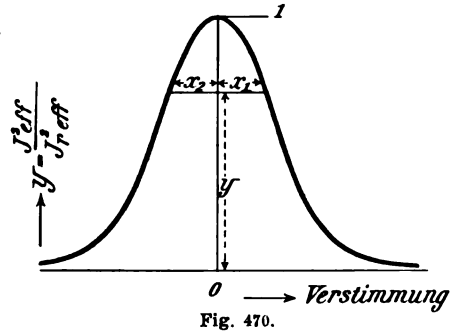
Dann ist:

$$b_1 + b_2 = x \cdot 2\pi \sqrt{\frac{y}{1-y}} \\ = x \cdot A.$$

Vorausgesetzt dabei ist:

1. $x \ll 1$,
2. $b_1 + b_2 \ll 2\pi$.
3. Koppelung zwischen Primär- und Sekundärsystem extrem lose.

In der folgenden Tabelle ist der Wert von A und $\log. A$ für die verschiedenen Werte von y angegeben.



y	log. A	A	y	log. A	A
0,998	2,1472	140	0,958	1,4773	30,0
0,996	1,9963	99,2	0,956	1,4667	29,3
0,994	1,9078	80,9	0,954	1,4565	28,6
0,992	1,8449	70,0	0,952	1,4469	28,0
0,990	1,7960	62,5	0,950	1,4376	27,4
0,988	1,7560	57,0	0,945	1,4157	26,0
0,986	1,7221	52,7	0,940	1,3956	24,9
0,984	1,6926	49,3	0,935	1,3771	23,8
0,982	1,6666	46,4	0,930	1,3599	22,9
0,980	1,6433	44,0	0,925	1,3437	22,1
0,978	1,6221	41,9	0,920	1,3285	21,3
0,976	1,6028	40,1	0,915	1,3142	20,6
0,974	1,5850	38,5	0,910	1,3006	20,0
0,972	1,5684	37,0	0,905	1,2876	19,4
0,970	1,5530	35,7	0,900	1,2753	18,8 ₅
0,968	1,5386	34,5	0,89	1,2522	17,9
0,966	1,5249	33,5	0,88	1,2308	17,0
0,964	1,5121	32,5	0,87	1,2110	16,3
0,962	1,4994	31,6	0,86	1,1924	15,6
0,960	1,4883	30,8	0,85	1,1748	15,0

Fortsetzung von Tabelle XI.

y	log. A	A	y	log. A	A
0,84	1,1583	14,4	0,39	0,7011	5,02
0,83	1,1425	13,9	0,38	0,6919	4,92
0,82	1,1274	13,4	0,37	0,6827	4,82
0,81	1,1130	13,0	0,36	0,6734	4,71
0,80	1,0993	12,6	0,35	0,6638	4,61
0,79	1,0859	12,2	0,34	0,6542	4,51
0,78	1,0730	11,8	0,33	0,6444	4,41
0,77	1,0606	11,5	0,32	0,6345	4,31
0,76	1,0485	11,2	0,31	0,6245	4,21
0,75	1,0367	10,9	0,30	0,6142	4,11
0,74	1,0253	10,6	0,29	0,6033	4,01
0,73	1,0141	10,3	0,28	0,5932	3,92
0,72	1,0032	10,1	0,27	0,5823	3,82
0,71	0,9931	9,84	0,26	0,5711	3,72
0,70	0,9822	9,60	0,25	0,5597	3,63
0,69	0,9719	9,37	0,24	0,5479	3,53
0,68	0,9619	9,16	0,23	0,5358	3,43
0,67	0,9518	8,95	0,22	0,5234	3,34
0,66	0,9422	8,75	0,21	0,5105	3,24
0,65	0,9326	8,56	0,20	0,4971	3,14
0,64	0,9230	8,38	0,19	0,4834	3,04
0,63	0,9137	8,20	0,18	0,4690	2,94
0,62	0,9045	8,03	0,17	0,4539	2,84
0,61	0,8953	7,86	0,16	0,4381	2,74
0,60	0,8862	7,69	0,15	0,4216	2,64
0,59	0,8772	7,54	0,14	0,4040	2,54
0,58	0,8683	7,38	0,13	0,3854	2,43
0,57	0,8594	7,23	0,12	0,3656	2,32
0,56	0,8505	7,09	0,11	0,3442	2,21
0,55	0,8418	6,95	0,10	0,3211	2,09
0,54	0,8330	6,81	0,09	0,2958	1,98
0,53	0,8243	6,67	0,08	0,2679	1,85
0,52	0,8156	6,54	0,07	0,2365	1,72
0,51	0,8069	6,41	0,06	0,2008	1,59
0,50	0,7982	6,28	0,05	0,1588	1,44
0,49	0,7895	6,16	0,04	0,1081	1,28
0,48	0,7808	6,04	0,03	0,0434	1,10
0,47	0,7721	5,92	0,02	0,9531—1	0,90
0,46	0,7634	5,80	0,01	0,8004—1	0,63
0,45	0,7546	5,68			
0,44	0,7459	5,57			
0,43	0,7370	5,46			
0,42	0,7281	5,35			
0,41	0,7192	5,24			
0,40	0,7102	5,13			

Tabelle XII.

Die Resonanzschärfe $\rho = \frac{2\pi}{b_1 + b_2} [70c]$

$b_1 + b_2$	ρ	$b_1 + b_2$	ρ	$b_1 + b_2$	ρ	$b_1 + b_2$	ρ
0,010	628	0,033	190	0,056	112	0,079	79,4
0,011	571	0,034	185	0,057	110	0,080	78,5
0,012	524	0,035	179,5	0,058	108		
0,013	483			0,059	106,5	0,081	77,6
0,014	449	0,036	174,5	0,060	105	0,082	76,6
0,015	419	0,037	170			0,083	75,7
		0,038	165	0,061	103	0,084	74,8
0,016	393	0,039	161	0,062	101	0,085	73,9
0,017	370	0,040	157	0,063	99,7		
0,018	349			0,064	98,2	0,086	73,1
0,019	331	0,041	153	0,065	96,7	0,087	72,2
0,020	314	0,042	150			0,088	71,4
		0,043	146	0,066	95,2	0,089	70,6
0,021	299	0,044	143	0,067	93,8	0,090	69,8
0,022	286	0,045	140	0,068	92,4		
0,023	273			0,069	91,1	0,091	69,0
0,024	262	0,046	137	0,070	89,8	0,092	68,3
0,025	251	0,047	134			0,093	67,6
		0,048	131	0,071	88,5	0,094	66,8
0,026	242	0,049	128	0,072	87,3	0,095	66,1
0,027	233	0,050	126	0,073	86,1		
0,028	224			0,074	85,0	0,096	65,5
0,029	217	0,051	123	0,075	83,8	0,097	64,8
0,030	209	0,052	121			0,098	64,1
		0,053	118,5	0,076	82,7	0,099	63,5
0,031	203	0,054	116	0,077	81,6	0,100	62,8
0,032	196	0,055	114	0,078	80,5		

Tabelle XIII.

Der Strahlungswiderstand von Antennen.

Nach 100 c gilt für den Strahlungswiderstand \mathfrak{R}_x einer Antenne von der Höhe h und dem Formfaktor α , wenn sie auf sehr gut leitendem Boden steht,

$$\mathfrak{R}_x = 160 \pi^2 \left(\frac{\alpha h}{\lambda} \right)^2 = \alpha^2 \cdot 160 \pi^2 \left(\frac{h}{\lambda} \right)^2 \text{ Ohm.}$$

In der folgenden Tabelle ist der Ausdruck $160 \pi^2 \left(\frac{h}{\lambda} \right)^2$ berechnet. Die Zahlen der Tabelle geben also den Strahlungswiderstand in Ohm, wenn man sie mit dem Quadrat des Formfaktors α der Antenne multipliziert.

		Wellenlänge λ in Metern.									
		300	400	500	600	700	800	900	1000	1500	2000
Antennenhöhe h in Metern.	10	1,75 ₅	0,987	0,632	0,439	0,332	0,247	0,195	0,158	0,0702	0,0395
	15	3,95	2,22	1,42	0,987	0,725	0,555	0,439	0,355	0,158	0,088
	20	7,02	3,95	2,53	1,75 ₅	1,29	0,987	0,780	0,632	0,281	0,158
	25	11,0	6,17	3,95	2,74	2,01	1,54	1,22	0,987	0,439	0,247
	30	15,8	8,88	5,68 ₅	3,95	2,90	2,22	1,75	1,42	0,634	0,355
	35	21,5	12,1	7,74	5,37 ₅	3,95	3,02	2,39	1,93	0,860	0,484
	40	28,1	15,8	10,1	7,02	5,16	3,95	3,12	2,53	1,12	0,632
	45	35,5	20,0	12,8	8,88	6,53	5,00	3,95	3,20	1,42	0,800
	50	43,9	24,7	15,8	11,0	8,06	6,17	4,87	3,95	1,75	0,987
	55	53,1	29,8	19,1	13,3	9,79	7,46	5,90	4,78	2,12	1,19
	60	63,2	35,5	22,7	15,8	11,6	8,88	7,02	5,68 ₅	2,53	1,42
	65	74,1	41,7	26,7	18,5	13,6	10,4	8,24	6,67	2,96 ₅	1,67
	70	86,0	48,4	30,9 ₅	21,5	15,8	12,1	9,55	7,74	3,44	1,93 ₅
	75	98,7	55,4	35,5	24,7	18,1	13,9	11,0	8,88	3,95	2,22
	80		63,2	40,4	28,1	20,6	15,8	12,5	10,1	4,49	2,53
	85		71,3	45,6	31,7	23,3	17,8	14,1	11,4	5,07	2,85
	90		80,0	51,2	35,5	26,1	20,0	15,8	12,8	5,68 ₅	3,20
	95		89,1	57,0	39,6	29,1	22,3	17,6	14,2 ₅	6,33 ₅	3,56
	100		98,7	63,2	43,9	32,2	24,7	19,5	15,8	7,02	3,95
	110			76,4	53,1	39,0	29,8 ₅	23,6	19,1	8,49	4,78
120			90,9 ₅	63,2	46,4	35,5	28,1	22,7	10,1	5,68 ₅	
130				74,1	54,5	41,7	32,9	26,7	11,9	6,67	
140				86,0	63,2	48,4	38,2	30,9 ₅	13,8	7,74	
150				98,7	72,5	55,4	43,9	35,5	15,8	8,88	
160					82,5	63,2	49,9	40,4	18,0	10,1	
170					93,1	71,3	56,3	45,6	20,3	11,4	
180						80,0	63,2	51,2	22,7	12,8	
190						89,1	70,4	57,0	25,3	14,2	
200						98,7	78,0	63,2	28,1	15,8	

		Wellenlänge λ in Metern.									
		2500	3000	3500	4000	4500	5000	5500	6000	6500	7000
Antennenhöhe h in Metern.	10	0,0253	0,0175 ₅	0,0129	0,00987	0,00780	0,00632	0,0052	0,00439	0,0037	0,00332
	15	0,0568	0,0395	0,0290	0,0222	0,0176	0,0142	0,0117	0,00987	0,0084	0,00725
	20	0,101	0,0702	0,0516	0,0395	0,0312	0,0253	0,0209	0,0175 ₅	0,0149 ₅	0,0129
	25	0,158	0,110	0,0806	0,0617	0,0487	0,0395	0,0326	0,0274	0,0234	0,0210
	30	0,227	0,158	0,116	0,0888	0,0702	0,0568 ₅	0,0470	0,0395	0,0336	0,0290
	35	0,309 ₅	0,215	0,158	0,121	0,0955	0,0774	0,0639 ₅	0,0537 ₅	0,0458	0,0395
	40	0,404	0,281	0,206	0,158	0,125	0,101	0,0835	0,0702	0,0598	0,0516
	45	0,512	0,355	0,261	0,200	0,158	0,128	0,106	0,0888	0,0757	0,0653
	50	0,632	0,439	0,322	0,247	0,195	0,158	0,130 ₅	0,110	0,0934	0,0806
	55	0,764	0,531	0,390	0,298 ₅	0,236	0,191	0,158	0,133	0,113	0,0979
	60	0,910	0,632	0,464	0,355	0,281	0,227	0,188	0,158	0,134	0,116
	65	1,07	0,741	0,544	0,417	0,329	0,267	0,221	0,185	0,158	0,136
	70	1,24	0,860	0,631	0,484	0,382	0,309 ₅	0,256	0,215	0,183	0,158
	75	1,42	0,987	0,725	0,554	0,439	0,355	0,294	0,247	0,210	0,181
	80	1,62	1,12	0,825	0,632	0,499	0,404	0,334	0,281	0,239	0,206
	85	1,83	1,27	0,931	0,713	0,563	0,456	0,377	0,317	0,270	0,233
	90	2,05	1,42	1,04	0,800	0,632	0,512	0,423	0,355	0,303	0,261
	95	2,28	1,58	1,16	0,891	0,704	0,570	0,471	0,396	0,337	0,291
	100	2,53	1,75 ₅	1,29	0,987	0,780	0,632	0,522	0,439	0,374	0,322
	110	3,06	2,12	1,56	1,19	0,943 ₅	0,764	0,632	0,531	0,452	0,390
120	3,64	2,53	1,86	1,42	1,12	0,910	0,752	0,632	0,538	0,464	
130	4,27	2,96 ₅	2,18	1,67	1,32	1,07	0,882	0,741	0,631	0,545	
140	4,95	3,44	2,53	1,93	1,53	1,24	1,02	0,860	0,732	0,632	
150	5,68 ₅	3,95	2,90	2,22	1,76	1,42	1,17	0,987	0,840	0,725	
160	6,47	4,49	3,30	2,53	2,00	1,62	1,34	1,12	0,957	0,825	
170	7,30	5,07	3,72 ₅	2,85	2,25	1,83	1,51	1,27	1,08	0,931	
180	8,19	5,68 ₅	4,18	3,20	2,53	2,05	1,69	1,42	1,21	1,04	
190	9,12	6,33 ₅	4,65	3,56	2,81 ₅	2,28	1,88 ₅	1,58	1,35	1,16	
200	10,1	7,02	5,16	3,95	3,12	2,53	2,09	1,75	1,49 ₅	1,29	

Literaturnachweis und theoretische Ergänzungen.

1) Zusammenfassende Werke über drahtlose Telegraphie:

a) F. Anderle, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. Leipzig und Wien 1912.

b) J. Erskine-Murray, A handbook of wireless telegraphy, its theory and practice. 3. Aufl. London 1911.

c) J. A. Fleming, The principles of electric wave telegraphy. 2. Aufl. London, Longmans, Green & Co. 1910.

d) G. W. Pierce, Principles of wireless telegraphy. New York, Mc Graw-Hill Book Co. 1910.

e) H. Rein, Radiotelegraphisches Praktikum. 2. Aufl. Berlin, Springer 1912.

f) C. Tissot, Manuel élémentaire de télégraphie sans fil. Paris 1912.

g) A. Zammarchi, La telegrafia senza fili di Guglielmo Marconi. Bergamo 1904. (Nur von historischer Bedeutung.)

h) J. Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie. Stuttgart 1905.

i) Theoretisch: C. Tissot, Les oscillations électriques. Paris 1910.

2) Besondere Anordnungen für die Benützung der Braunschen Röhre bei schnellen Schwingungen: L. Mandelstam, Jahrb. 1, 124. 1908. (Dieselbe Methode verwendet von D. Roschansky, Ann. Phys. 36, 281. 1911). H. Hausrath, Phys. Zeitschr. 12, 1044. 1911 u. Jahrb. 6, 185. 1912. K. Ort, Jahrb. 6, 119. 1912. E. L. Chaffee, Proc. Americ. Acad. Arts and Science 47, 311 ff. 1911.

3) W. Feddersen, Pogg. Ann. 113, 437. 1861 u. 116, 132. 1862. Vgl. auch Berichte der sächs. Ges. der Wissenschaften 61, 151. 1909. — Für Frequenzbestimmungen liefert die Anordnung von Hemsalech (C. R. 132, 912. 1901, Beleuchtung eines Spaltes durch den Funken) besonders geeignete Bilder.

4) E. Gehrke, Verhandl. Physik. Ges. 6, 176. 1904. Zeitschr. f. Instrumentenkunde 15, 33, 278. 1905. — Aufnahmen mit dem Glimmlicht-Oszillographen. H. Diesselhorst, Ber. phys. Ges. 5, 320. 1907. 6, 306. 1908. ETZ 29, 703. 1908.

5) W. Thomson, Phil. Mag. (4) 5, 393. 1855.

6) J. A. Fleming, El. 63, 459. 1909. H. Anderson, Phys. Rev. 34, 34. 1912.

7) M. Wien, Phys. Zeitschr. 11, 282 ff. 1910. H. Riegger, Diss. Straßburg 1911. Jahrb. 5, 35. 1911. — Zur Erklärung vgl. D. Roschansky, Phys. Zeitschr. 11, 1177. 1910.

8) Von neueren Arbeiten vgl. H. Diesselhorst, Jahrb. 1, 263. 1908.

9) Richtiger ist $\frac{1}{2} \oint J_0^2$ die pro Halbperiode umgesetzte Energie (vgl. E. Cohn, Das elektromagnetische Feld, S. 360. Leipzig 1900).

¹⁰⁾ F. Richarz und W. Ziegler, Ann. Phys. **1**, 468. 1901. J. Zenneck, Ann. Phys. **13**, 822. 1904.

¹¹⁾ Diese Angabe bezieht sich auf Funkenstrecken in Luft. Nach E. L. Chaffee²⁾ bekommt man eine geradlinige Amplitudenkurve auch bei Elektroden aus Aluminium auch in Wasserstoff, außerdem bei Kohlelektroden in Luft.

¹²⁾ A. Heydweiller, Ann. Phys. **19**, 649. 1906. **25**, 48. 1908. W. Stöff, Diss. Münster 1907. H. Barkhausen, Phys. Zeitschr. **8**, 624. 1907.

¹³⁾ D. h. R_f ist dadurch definiert, daß

$$R_f \int_0^{\infty} J^2 dt = \int_0^{\infty} J \mathfrak{A}_f dt$$

= der während einer Entladung in Funken verbrauchten Energie ist.

¹⁴⁾ Die Anordnung wurde von Maresca (Phys. Zeitschr. **4**, 9. 1902), die Methode in der Form, in der sie hier beschrieben wurde, von K. Simons (Ann. Phys. **13**, 1044. 1904) angegeben.

¹⁵⁾ Messungen des Funkenwiderstands bzw. -dekrements: G. Rempp, Diss. Straßburg und Ann. Phys. **17**, 627. 1905. (Seine Werte besonders für Funkenlängen über ca. 6 mm sind infolge des Sprühens der Flaschen, dessen Bedeutung damals noch nicht erkannt war, zu hoch.) H. Rausch von Traubenberg und W. Hahnemann, Phys. Zeitschr. **8**, 498. 1907. K. E. F. Schmidt, Phys. Zeitschr. **8**, 617. 1907. C. Richter, Phys. Zeitschr. **10**, 703. 1909. M. Wien, Ber. physik. Ges. **12**, 736. 1910. Ann. Phys. **29**, 679 ff. 1909. W. F. Zorn, Jahrb. **4**, 269 ff., 382 ff. 1911.

¹⁶⁾ Es ist

$$J_0 = \frac{\mathfrak{A}_0}{\omega \mathfrak{L}} = \mathfrak{A}_0 \sqrt{\frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{L}}}$$

Ist also

$$R_f = \frac{A}{J_0},$$

so ergibt das

$$R_f = \frac{A}{\mathfrak{A}_0} \sqrt{\frac{\mathfrak{L}}{\mathfrak{C}}}$$

$$\mathfrak{d}_f = \pi R_f \sqrt{\frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{L}}} = \frac{\pi A}{\mathfrak{A}_0}.$$

¹⁷⁾ M. Wien, Ann. Phys. **29**, 679 ff. 1909.

¹⁸⁾ Messungen von W. Eickhoff am physikalischen Institut Braunschweig. (Vgl. Phys. Zeitschr. **8**, 497. 1907.)

¹⁹⁾ D. Roschansky, Jahrb. **3**, 81. 1909.

²⁰⁾ W. Eickhoff, Phys. Zeitschr. **8**, 494. 1907. — Über die Spannungsverhältnisse in Serienfunkenstrecken vgl. P. Nordmeyer, Jahrb. **3**, 334 ff. 1910.

²¹⁾ B. Monasch, Ann. Phys. **22**, 905. 1907. W. Hahnemann und L. Adelman, ETZ **1907**, 988, 1010. M. Wien¹⁷⁾. J. A. Fleming und G. B. Dyke, El. **66**, 658 ff. 1911. L. W. Austin, Jahrb. **5**, 420. 1912. Nach Austin ist besonders gut das Glas der Wireless Specialty Apparatus Co.

²²⁾ Diese Erscheinung ist identisch mit der „Corona“ der Hochspannungsfreileitungen (vgl. z. B. W. Petersen, Hochspannungstechnik S. 308 ff. (Stuttgart 1911.))

²³⁾ A. Meißner, Jahrb. **3**, 57 ff. 1909.

²⁴⁾ Ausführlichere Darstellung in EMS S. 498 ff., 743 ff.

²⁵⁾ Nach F. H a r m s (Ann. Phys. **23**, 60. 1907) ist bei Drähten mit isolierender Hülle die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und deshalb auch die Frequenz kleiner.

²⁶⁾ M. A b r a h a m, Wied. Ann. **66**, 435 ff. F. H a c k, Ann. Phys. **14**. 539. 1904. Das Feld eines Oszillators, bei dem die Stromamplitude an allen Stellen konstant ist ($\alpha = 1$), ist von H. H e r t z, Wied. Ann. **36**, 1, 1888 Ges. Werke II, 45, berechnet worden.

²⁷⁾ F. H a c k, Ann. Phys. **18**, 634. 1905.

²⁸⁾ Ausführlicheres über die Schwingungen von Spulen P. D r u d e, Ann. Phys. **9**, 593. 1902. J. A. F l e m i n g ¹⁾.

²⁹⁾ M. W i e n, Jahrb. **1**, 474. 1908.

³⁰⁾ G. S e i b t, ETZ **1902**, 411. Außerdem Versuche im physikal. Inst. Braunschweig.

³¹⁾ Folgt aus der bekannten Kirchhoffschen „Telegraphengleichung“, vgl. z. B. C. T i s s o t ¹⁾.

³²⁾ Experimentelle Methode zur Bestimmung des Strombauchs auf einem Oszillator: A. E s a u, Phys. Zeitschr. **13**, 495. 1912.

³³⁾ Ist der Strom J von der Form

$$J = J_0 \sin \omega t,$$

so ist im Abstand r

$$E = E_0 \cos \left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda} \right); \quad M = M_0 \cos \left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda} \right).$$

(Vorzeichen von E und M wie in Fig. 37. S. 43, J positiv gerechnet in der Richtung von A nach B.)

³⁴⁾ M. A b r a h a m, Theorie der Elektrizität II, S. 286. Leipzig 1905. — Anwendung auf die verschiedensten Oszillatorformen bei A. M o n t e l, Lum. él. **6**, 199, 207. 1909.

³⁵⁾ Es ist

$$J_0 = \frac{1}{l} \int_0^l J_0 dx \quad (l = \text{Länge des Oszillators}).$$

³⁶⁾ In diesem Fall gilt für jede Oszillatorhälfte

$$J_0 = |J_0| \left(1 - \frac{x}{l/2} \right)$$

(x = Abstand von der Oszillatormitte). Also

$$\alpha = \frac{\frac{1}{l/2} \int_0^{l/2} J_0 dx}{|J_0|} = \frac{1}{2}.$$

³⁷⁾ Hier ist

$$J_0 = |J_0| \cos \frac{\pi x}{l},$$

also

$$\alpha = \frac{\frac{1}{l} \int_0^{l/2} J_0 dx}{|J_0|} = \frac{2}{\pi}.$$

^{37a)} folgt unmittelbar daraus, daß die Strahlung $\Sigma = \frac{1}{4\pi} [\text{EM}]$ ist ($[\text{EM}]$ = Vectorproduct von \mathbf{E} u. \mathbf{M}).

³⁸⁾ Ist leicht aus M. A b r a h a m ³⁴⁾, S. 301 ff. abzuleiten.

³⁹⁾ R. R ü d e n b e r g, Ann. Phys. **25**, 446. 1908. Vgl. auch H. B a r k h a u s e n, Jahrb. **2**, 40. 1908. P. B a r r e c c a, Jahrb. **4**, 31 ff. 1910.

⁴⁰⁾ Man entgeht allen Schwierigkeiten, die sich sonst bei der Koppelung von Systemen leicht einstellen, wenn man in folgender Weise verfährt: Für einen Punkt \mathbf{x} auf dem Oszillator sei

$$\mathbf{J} = |\mathbf{J}| \mathbf{f}(\mathbf{x}) \quad \mathcal{Q} = |\mathcal{Q}| \varphi(\mathbf{x}).$$

Es sei ferner der sekundliche Energieverbrauch durch Joulesche Wärme

$$= \int \mathfrak{R}^{(1)} \cdot \mathbf{J}^2 d\mathbf{x} = |\mathbf{J}|^2 \int \mathfrak{R}^{(1)} f(\mathbf{x})^2 d\mathbf{x},$$

(die Integrale hier und im folgenden über den ganzen Oszillator ausgedehnt), die Energie des magnetischen Feldes, soweit es für die Schwingungen in Betracht kommt,

$$= \frac{1}{2} \int \mathfrak{Q}^{(1)} \mathbf{J}^2 d\mathbf{x} = \frac{1}{2} |\mathbf{J}|^2 \int \mathfrak{Q}^{(1)} f(\mathbf{x})^2 d\mathbf{x},$$

die Energie des elektrischen Feldes

$$= \frac{1}{2} \int \mathfrak{U}^{(1)} \mathcal{Q}^2 d\mathbf{x} = \frac{1}{2} |\mathcal{Q}|^2 \int \mathfrak{U}^{(1)} \varphi(\mathbf{x})^2 d\mathbf{x}.$$

Außerdem ist

$$|\mathbf{J}|^2 = \int \mathfrak{U}^{(1)} \frac{\partial \mathcal{Q}}{\partial t} d\mathbf{x} = \frac{\partial |\mathcal{Q}|}{\partial t} \int \mathfrak{U}^{(1)} \varphi(\mathbf{x})^2 d\mathbf{x}.$$

Die Differentialgleichung der Schwingung ist dann:

$$|\mathbf{J}|^2 \int \mathfrak{R}^{(1)} f(\mathbf{x})^2 d\mathbf{x} + \frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{1}{2} |\mathbf{J}|^2 \int \mathfrak{Q}^{(1)} f(\mathbf{x})^2 d\mathbf{x} \\ + \frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{1}{2} |\mathcal{Q}|^2 \int \mathfrak{U}^{(1)} \varphi(\mathbf{x})^2 d\mathbf{x} = 0,$$

oder:

$$\frac{\partial |\mathbf{J}|}{\partial t} \cdot \int \mathfrak{R}^{(1)} f(\mathbf{x})^2 d\mathbf{x} + \frac{\partial^2 |\mathbf{J}|}{\partial t^2} \cdot \int \mathfrak{Q}^{(1)} f(\mathbf{x})^2 d\mathbf{x} \\ + |\mathbf{J}| \cdot \frac{\int \mathfrak{U}^{(1)} \varphi(\mathbf{x})^2 d\mathbf{x}}{\left\{ \int \mathfrak{U}^{(1)} \varphi(\mathbf{x})^2 d\mathbf{x} \right\}^2} = 0.$$

Das kann man auf dieselbe Form bringen

$$\mathfrak{R} \frac{\partial |\mathbf{J}|}{\partial t} + \mathfrak{Q} \frac{\partial^2 |\mathbf{J}|}{\partial t^2} + \frac{|\mathbf{J}|}{\mathfrak{U}} = 0,$$

wie sie die Eigenschwingungen eines Kondensatorkreises haben, wenn man setzt:

$$\mathfrak{R} = \int \mathfrak{R}^{(1)} f(\mathbf{x})^2 d\mathbf{x} \\ \mathfrak{Q} = \int \mathfrak{Q}^{(1)} f(\mathbf{x})^2 d\mathbf{x} \\ \mathfrak{U} = \int \mathfrak{U}^{(1)} \varphi(\mathbf{x})^2 d\mathbf{x} \cdot \left\{ \frac{\int \mathfrak{U}^{(1)} \varphi(\mathbf{x}) d\mathbf{x}}{\int \mathfrak{U}^{(1)} \varphi(\mathbf{x})^2 d\mathbf{x}} \right\}^2.$$

Das Gesagte gilt für Oszillatoren ohne eingeschaltete Kondensatoren, läßt sich aber auf solche mit eingeschalteten Kondensatoren leicht übertragen. —

⁴¹⁾ A. B l o n d e l, Assoc. franç. pour l'avancement des sciences. Congrès d'Angers 1903.

⁴²⁾ Elementare Behandlung der Wirkung von Kapazitäten und Spulen in Antennen, z. B. bei A. Guyau, Lum. él. 15, 13. 1911.

⁴³⁾ Ausführlichere Darstellung in EMS, S. 400 ff.

⁴⁴⁾ Zusammenstellung über Selbstinduktionskoeffizienten und wechselseitige Induktionskoeffizienten: G. Glage, Jahrb. 2, 361 ff., 501 ff., 593 ff. 1909 und besonders E. B. Rosa und F. W. Grover, Bullet. Bureau of Standards 8, 1 ff. 1911.

⁴⁵⁾ Arbeiten über den Widerstand, auch Selbstinduktionskoeffizienten und die Kapazität von Spulen aus massiven Drähten und Drahtlitzen: Theoretische: A. Sommerfeld, Ann. Phys. 24, 609. 1907. J. W. Nicholson, Jahrb. 4, 26 ff. 1910. L. Cohen, Bullet. Bureau of Standards 4, Nr. 76. 1907/08. W. Lenz, Ann. Phys. 37, 923. 1912. H. G. Möller, Ann. Phys. 36, 738 ff. 1911 (über Drahtlitzen). Experimentelle: Th. P. Black, Ann. Phys. 19, 157. 1906. A. Meißner²³⁾. A. Esau, Referat über seine Arbeiten: Jahrb. 4, 490 ff. 1911. R. Lindemann, Referat über seine Arbeiten: Jahrb. 4, 561 ff. 1911. K. Herrmann, Verh. physik. Ges. 13, 978. 1911.

⁴⁶⁾ Über den effektiven Widerstand von Drähten bei sinusförmigen ungedämpften und gedämpften, nicht sinusförmigen, bei zwei gleichzeitig vorhandenen Schwingungen: Brylinski, Bulletin de la soc. intern. des électriciens (2) 6, 255. 1906.

⁴⁷⁾ Rheostat für schnelle Schwingungen aus Drähten von geringem Querschnitt und Leitvermögen: C. Tissot, Bulletin de la soc. intern. des électriciens (2) 6, 340. 1906. W. Hahnemann, Jahrb. 2, 314. 1909.

⁴⁸⁾ P. Brenot, Lum. él. 15, 259 ff. 1911.

⁴⁹⁾ Widerstand und Stromverteilung in viereckigen Drähten (Bändern): W. Edwards, El. 68, 18. 1912 (theoretisch). J. Bethenod, Jahrb. 2, 379 ff. 1909 (experimentell).

⁵⁰⁾ N. Teslas Untersuchungen über Mehrphasenströme etc. von Th. C. Martin, S. 222, 314. (Halle 1895.)

⁵¹⁾ Ausführung der Firma C. Lorenz A.G., der ich die Abbildung verdanke.

^{51a)} Das ist nicht die einzige Möglichkeit. Das Bild kann z. B. auch dann entstehen, wenn Entladungszahl und Umdrehungszahl im Verhältnis von 3:4 oder 5:4 stehen.

⁵²⁾ E. Nesper, Jahrb. 2, 92 ff., 319 ff. 3, 376 ff. 1910.

⁵³⁾ Das Rendahlsche Variometer ist, wie es scheint, unabhängig auch von Péri (vgl. ETZ 32, 247. 1911) angegeben worden.

⁵⁴⁾ Ich verdanke die Abbildung der Firma Dr. E. F. Huth G. m. b. H., Berlin SO, Erdmannshof.

⁵⁵⁾ Ich verdanke die Abbildung Herrn Dr. L. Cohen (National Electric Signaling Company, Western Tower, Brant Rock, Mass.).

⁵⁶⁾ vgl. J. Moscicki, ETZ. 25, 527. 1904. Eine gute Flaschenform ist auch von C. Müller (Ann. Phys. 28, 585 ff. 1909) angegeben worden.

⁵⁷⁾ Preßgaskondensatoren, vorgeschlagen von T. Jervis-Smith (Nature 48, 64. 1893, zit. El. 55, 912. 1905). R. Fessenden, ETZ 1905, 950, M. Wien¹⁷⁾.

Über die Durchschlagsfestigkeit von Preßgas: M. Wolf, Wied. Ann. 37. 306. 1889. E. A. Watson, Journ. Inst. El. Engin. 40, 6. 1908.

^{57a)} Der Drehkondensator ist nach G. W. Pierce¹⁾, S. 114, schon 1893 von Korda angegeben worden.

⁵⁸⁾ Aus einer Broschüre des physikalisch-technischen Laboratoriums Dr. G. Seibt, Berlin-Schöneberg, Hauptstr. 9.

⁵⁹⁾ Aus Jahrb. **4**, 439. 1911.

⁶⁰⁾ Ausführung der Firma H. Boas (Berlin O 27, Krautstr. 52).

⁶¹⁾ Aus Jahrb. **4**, 229. 1911.

⁶²⁾ Vgl. P. Brenot, Lum. él. (2) **11**, 427. 1910.

⁶³⁾ Folgt natürlich auch unmittelbar aus $J = -C \cdot \frac{\partial \mathcal{V}}{\partial t}$.

⁶⁴⁾ Schlagweite und Spannung: Zusammenstellung bei A. Heydweiller, Die d. Ann. **48**, 235. 1893. S. M. Kintner, Proc. Americ. Inst. El. Engin. **24**, 523. 1905. J. A. Fleming¹⁾. Neuere Arbeiten: J. Algermissen⁶⁵⁾. E. Voigt, Ann. Phys. **12**, 403. 1903. C. Müller⁶⁶⁾ (vgl. dazu M. Toepler, Ann. Phys. **29**, 153. 1909). E. Hupka, Ann. Phys. **36**, 440 f. 1911. W. Weicker, ETZ **32**, 436 ff., 460 ff. 1911. — Über prinzipielle Punkte bei der Schlagweitenmessung vgl. M. Toepler, Ann. Phys. **19**, 191. 1906. ETZ **28**, 998 ff. 1907.

⁶⁵⁾ Vgl. J. Algermissen, Diss. Straßburg 1906. Ann. Phys. **19**, 1016. 1906.

⁶⁶⁾ E. Warburg, Wied. Ann. **59**, 1. 1896. **62**, 385. 1897.

⁶⁷⁾ Ist \mathcal{V} die Spannung an einem schlechten Isolator, R sein Widerstand, so ist die Elektrizitätsmenge, die in der Zeit t durch den Isolator hindurch verloren geht, $= \frac{1}{R} \int_0^t |\mathcal{V}| dt$ ($|\mathcal{V}|$ = absoluter Wert von \mathcal{V}). Sie ist also um so größer, je größer die Zeit ist, während deren die Spannung besteht.

Über Isolationsmaterial für schnelle Schwingungen vgl. S. H. Hills, El. **65**, 303. 1910.

⁶⁸⁾

$$J_{\text{eff}}^2 = \frac{1}{t} \int_0^t J^2 dt.$$

⁶⁹⁾

$$= \Re \int_0^\infty J^2 dt \text{ für } J = J_0 e^{-\frac{b}{T} t} \cdot \sin \omega t \text{ und } b \ll 2\pi. \quad [8 \text{ c.}]$$

⁷⁰⁾ Für eine Entladung ist

$$\int_0^{T/a} J^2 dt = \frac{1}{6Na} \cdot J_0^2, \text{ wenn } J = J_0 \left(1 - \frac{a}{T} t\right) \sin \omega t \text{ und } a \ll 1 \text{ ist} \quad [9 \text{ a.}]$$

⁷¹⁾ Vgl. A. Was mus, Diss. Braunschweig 1909. — ETZ **31**, 199. 1910.

⁷²⁾ Jahrb. **5**, 517. 1911. Jahrb. **6** (noch nicht erschienen) 1913. W. Steinhau s, Phys. Zeitschr. **11**, 657. 1911.

⁷³⁾ A. Espinosa de los Monteros, Jahrb. **1**, 323. 1908.

⁷⁴⁾ Arbeiten über Bolometer: C. Tissot, Ann. Chim. Phys. (8) **7**. 1906 oder separat: Etude de la résonance des systèmes d'antennes, S. 20 ff. Paris 1906. K. E. F. Schmidt, Phys. Zeitschr. **8**, 601. 1907. Béla Gáti, El. **58**, 983. 1907. Jahrb. **2**, 109. 1908. Phys. Zeitschr. **10**, 322, 897. 1910. J. Rautenkranz, Phys. Zeitschr. **10**, 93. 1909. H. Zölllich, Phys. Zeitschr. **10**, 899. 1910. W. Kempe, Phys. Zeitschr. **11**, 331. 1910. B. S. Cohen, Journ. Inst. El. Eng. **39**, 503. 1907.

⁷⁵⁾ Arbeiten über Thermoelemente: H. Brandes, Phys. Zeitschr. **6**, 503. 1905. W. Voegelé, ETZ **1906**, 467. L. W. Austin, Phys. Zeitschr. **12**, 1133, 1226. 1912. C. M. Dowse, El. **65**, 765. 1910.

⁷⁶⁾ W. Duddell, Phil. Mag. (6) 8, 91. 1904. Electrician 55, 260. 1905.

⁷⁷⁾ W. Gerlach, Phys. Zeitschr. 13, 589. 1912.

⁷⁸⁾ A. Espinosa de los Monteros, Jahrb. 1, 327. 1908.

⁷⁹⁾ L. W. Austin, Bull. Bur. Stand. 7, 315. 1911. Phys. Zeitschr. 12, 1133. 1912. Nach der letzteren Arbeit gab der „Perikon“-detektor (Rotzinkerz-Kupferkies) bei einem Galvanometer von 2000 Ohm, 1 ScT. = 1,28. 10^{-9} Amp. für einen „Strich“ des Morsealphabets 3 Skalenteile Ausschlag, wenn der Ton in den empfindlichsten Telephonen eben hörbar war. — Über einen magnetischen Detektor für Meßzwecke vgl. R. Arndt, Lum. él. (2) 6, 344. 1909.

⁸⁰⁾ D. h. es ist:

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_{11} &= -L_{11} \frac{dJ_1}{dt}; & \mathcal{E}_{12} &= -L_{12} \frac{dJ_1}{dt} \\ \mathcal{E}_{21} &= \Re J_1; & \mathcal{E}_{22} &= \Re J_1.\end{aligned}$$

Die Differentialgleichungen für zwei Systeme mit quasistationärem Strom bei magnetischer Koppelung sind

$$\left. \begin{aligned}\frac{J_1}{\mathcal{C}_1} + \Re_1 \frac{dJ_1}{dt} + \Re_1 \frac{d^2J_1}{dt^2} + L_{12} \frac{d^2J_2}{dt^2} &= 0 \\ \frac{J_2}{\mathcal{C}_2} + \Re_2 \frac{dJ_2}{dt} + \Re_2 \frac{d^2J_2}{dt^2} + L_{21} \frac{d^2J_1}{dt^2} &= 0\end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

Bei reiner galvanischer Koppelung

$$\left. \begin{aligned}\frac{J_1}{\mathcal{C}_1} + \Re_1 \frac{dJ_1}{dt} + \Re \frac{dJ_2}{dt} + \Re_1 \frac{d^2J_1}{dt^2} &= 0 \\ \frac{J_2}{\mathcal{C}_1} + \Re_2 \frac{dJ_2}{dt} + \Re \frac{dJ_1}{dt} + \Re_2 \frac{d^2J_2}{dt^2} &= 0\end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

(\Re_1 bzw. \Re_2 gesamter Widerstand von Primär- bzw. Sekundärkreis, \Re = gemeinsamer Widerstand der beiden Systeme).

Bei reiner elektrischer Koppelung

$$\left. \begin{aligned}\frac{J_1}{\mathcal{C}_1} + \frac{J_2}{\mathcal{C}} + \Re_1 \frac{dJ_1}{dt} + \Re_1 \frac{d^2J_1}{dt^2} &= 0 \\ \frac{J_2}{\mathcal{C}_1} + \frac{J_1}{\mathcal{C}} + \Re_2 \frac{dJ_2}{dt} + \Re_2 \frac{d^2J_2}{dt^2} &= 0\end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

(\mathcal{C}_1 bzw. \mathcal{C}_2 = gesamte wirksame Kapazität von Primär- bzw. Sekundärkreis, \mathcal{C} = Kapazität des gemeinsamen Kondensators). —

Bei nicht quasistationärem Strom in einem der beiden Systeme, z. B. dem Sekundärsystem, ergibt die Energiegleichung für den Fall magnetischer Koppelung das folgende.

Es sei angenommen, daß längs der Koppelungsstelle ($x = k$) die Stromamplitude auch im Sekundärsystem als konstant betrachtet werden darf. Es bezeichne L_{12} bzw. L_{21} die Werte der wechselseitigen Induktionskoeffizienten für den Fall quasistationären Stroms in beiden Systemen und es sei

$$\left. \begin{aligned}\mathcal{L}_{12} &= L_{12} \cdot f(x) \text{ } x = k \\ \mathcal{L}_{21} &= L_{21} \cdot f(x) \text{ } x = k\end{aligned} \right\} \text{ (vgl. Anm. 40),}$$

dann ist die Energie, die pro Sekunde vom Sekundärsystem auf das primäre übertragen wird,

$$= \mathcal{L}_{12} \cdot J_1 \frac{dJ_2}{dt},$$

die Energie, die vom primären auf das Sekundärsystem pro Sekunde übertragen wird,

$$= \mathfrak{L}_{21} \cdot |J_2| \frac{dJ_1}{dt}.$$

Die Differentialgleichungen werden dann:

$$\begin{aligned} \frac{J_1}{\mathfrak{C}_1} + \mathfrak{R}_1 \frac{dJ_1}{dt} + \mathfrak{L}_1 \frac{d^2 J_1}{dt^2} + \mathfrak{L}_{12} \frac{d^2 |J_2|}{dt^2} &= 0 \\ \frac{|J_2|}{\mathfrak{C}_2} + \mathfrak{R}_2 \frac{dJ_2}{dt} + \mathfrak{L}_2 \frac{d^2 |J_2|}{dt^2} + \mathfrak{L}_{21} \frac{dJ_1}{dt} &= 0 \end{aligned}$$

(Bedeutung von \mathfrak{C}_2 , \mathfrak{R}_2 , \mathfrak{L}_2 s. Anm. 29), also genau wie bei der magnetischen Kopplung quasistationärer Systeme. (Gl. 1.) —

Kommen in beiden Systemen je zwei Schwingungen zustande [58], so muß strenggenommen darauf Rücksicht genommen werden, daß Strom- und Spannungsverteilung $[f(x)$ bzw. $\varphi(x)]$ und demnach auch die Werte von \mathfrak{R} , \mathfrak{L} , \mathfrak{C} für beide Schwingungen verschieden sind (A. Slaby). Eine Theorie, die dies berücksichtigt, liegt meines Wissens bis jetzt nicht vor; es ist indes nicht wahrscheinlich, daß ihre Resultate sich von den bisherigen viel unterscheiden.

⁸¹⁾ J. v. Geitler (Wien. Ber. 104 II, 169 ff. 1895, Wied. Ann. 55, 513. 1895) und J. Zenneck, Phys. Zeitschr. 4, 656. 1903.

⁸²⁾ Ich verdanke die Abbildung der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, Berlin SW 61, Tempelhofer Ufer 9.

⁸³⁾ Vgl. EMS. 634 ff.

⁸⁴⁾ V. Bjerknes, Wied. Ann. 44, 74. 1891. 55, 121. 1895.

⁸⁵⁾ Diese Beziehungen gelten für Primärkreise mit Funkenstrecke nur, wenn die Amplitudenkurve eine Exponentialkurve ist.

Sie gelten auch nicht im Fall $b_1 = b_2 = b$. In diesem Fall ist die Schwingung im Sekundärsystem von der Form $J = J_0 \cdot t e^{-\frac{b}{T} t} \cdot \sin \omega t$.

⁸⁶⁾ M. Wien, Jahrb. 1, 462. 1908. Ann. Phys. 25, 625. 1908.

⁸⁷⁾ Das gilt nur, wenn nicht Löschwirkung vorliegt [62 ff.] und auch, wenn dies nicht der Fall ist, kann die Amplitude einer der beiden Schwingungen Null sein. Ob das eintritt, hängt von den Anfangsbedingungen ab (vgl. ⁹¹⁾).

⁸⁸⁾ H. Diesselhorst, Ber. deutsch. physik. Ges. 5, 320. 1907. 6, 306. 1908. ETZ 1908, 703. — H. Rau, Jahrb. 4, 52. 1910: er hatte, um die Funkenaufnahmen zu ermöglichen, auch in das Sekundärsystem eine kleine Funkenstrecke eingeschaltet.

⁸⁹⁾ P. Drude, Ann. Phys. 13, 512 ff. 1904. Vgl. zur Theorie gekoppelter Systeme: B. Mackû, Jahrb. 3, 104 ff., 329 ff. 1910. A. Kalähne, Jahrb. 4, 357 ff. 1911. — Die Näherungsmethoden von L. Cohen (Jahrb. 2, 448 ff. 1909) und J. S. Stone, (Lum. él. 12, 435. 1910. ETZ 33, 111. 1911) leiden wohl an dem Mangel, daß man nicht von vornherein angeben kann, welchen Grad von Genauigkeit die Formeln liefern.

⁹⁰⁾ C. Fischer, Ann. Phys. 22, 265. 1907. M. Wien, Phys. Zeitschr. 7, 871. 1906. 8, 10 ff. 1907. ETZ 1906, 839. Vgl. auch J. Kaiser, Phys. Zeitschr. 10, 886. 1909. C. Fischer, Phys. Zeitschr. 11, 420. 1910. W. Bierlein, Jahrb. 6, 29. 1912. E. Talsch, Jahrb. 6, 35. 1912.

⁹¹⁾ Das folgende gilt nur unter den folgenden Anfangsbedingungen: für $t = 0$
 $\mathfrak{C}_1 = \mathfrak{C}_{10}$, $J_1 = 0$; $\mathfrak{C}_2 = 0$; $J_2 = 0$.

Bei anderen Anfangsbedingungen kann unter Umständen überhaupt nur eine Schwingung auftreten. (A. Slaby, ETZ **1904**, 1086, M. Wien ETZ **1906**, S. 837.) Die in **a** und **b** angegebenen Beziehungen sind ohne Schwierigkeit aus P. Drude ⁸⁹⁾ abzuleiten. — Das Vektordiagramm Fig. 128 gilt für den Anfang der Schwingungen. Nachher hat es nur noch Sinn für Ströme gleicher Frequenz.

^{91 a)} J. Zenneck, Phys. Zeitschr. **6**, 198. 1905.

⁹²⁾ M. Wien, Jahrb. **1**, 469. 1908. **4**, 135. 1911. Ann. Phys. **25**, 625. 1908. Phys. Zeitschr. **11**, 76, 311. 1910.

⁹³⁾ H. Boas, Jahrb. **5**, 563. 1912.

⁹⁴⁾ A. Espinosa de los Monteros, Jahrb. **1**, 480. 1908. — Besonders eingehend sind die Wasserstofffunkenstrecken von B. Glatzel untersucht worden: Referat über seine Arbeiten Jahrb. **4**, 400. 1911. — Besondere Schaltungen, bei denen zwei oder mehrere Funkenstrecken in Serie zur Verwendung kommen: Jahrb. **5**, 437. 1912. El. **68**, 428 ff. 1911.

⁹⁵⁾ R. Rendahl, Phys. Zeitschr. **9**, 203. 1908. B. Glatzel, Ber. der deutschen physik. Ges. **6**, 54. 1908. Jahrb. **2**, 65. 1908. A. Espinosa de los Monteros ⁹⁴⁾.

^{95 a)} Die Koppelung darf aber nicht so lose sein, daß die Dauer einer halben Schwebung schon einen erheblichen Teil der Zeit ausmacht, während welcher die Schwingungen eine merkliche Amplitude besitzen. Da während der Dauer der ersten halben Schwebung die zwei Koppelungsschwingungen vorhanden sind, so wäre der Zweck der Löschfunken nur sehr unvollständig erreicht.

⁹⁶⁾ Über den Einfluß der Funkenzahl auf die Güte der Löschwirkung vgl. H. Rohmann, Phys. Zeitschr. **12**, 649. 1912.

⁹⁷⁾ B. Mackû, Ann. Phys. **34**, 941. 1911.

^{97 a)} S. Subkis, Jahrb. **5**, 507, 545. 1912. Diss. Braunschweig 1911. Vgl. auch C. Fischer ¹¹⁵⁾.

⁹⁸⁾ G. Glage, Experimentelle Untersuchungen am Resonanzinduktor. Diss. Straßburg 1907. H. Boas, Jahrb. **3**, 432, 607. 1910. K. Rottgardt, Phys. Zeitschr. **12**, 652. 1912. S. Kimura, Jahrb. **5**, 222. 1911. **6** (noch nicht erschienen). 1912. Zur Theorie vgl. G. Seibt, ETZ **1904**, 276. G. Benischke, ETZ **28**, Heft 2. 1907. J. Bethenod, Jahrb. **1**, 534. 1908. — Zur Geschichte P. Brenot, Lum. él. (2) **11**, 167. 1910.

⁹⁹⁾ Integral der Gleichung für die Entladung von Kondensatorkreisen

$$\frac{J}{C} + R \frac{\partial J}{\partial t} + L \frac{\partial^2 J}{\partial t^2} = 0$$

im Fall aperiodischer Entladung.

¹⁰⁰⁾ Integral der Differentialgleichung

$$\frac{J}{C} + R \frac{\partial J}{\partial t} = 0.$$

¹⁰¹⁾ Ausführlicheres in EMS, Kap. XIII und XIV.

¹⁰²⁾ Tatsächlich ist die Wellenlänge λ , die man auf diese Weise bekommt, zu klein um $\Delta\lambda$ und zwar ist

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{b_1(b_1 + b_2)}{8\pi^2}.$$

(B. Mackû, Jahrb. **2**, 251. 1909.) — Über eine Nullmethode zur Bestimmung der Frequenz vgl. G. Seibt, Jahrb. **5**, 407. 1912.

- ¹⁰³⁾ E. Dorn, Ann. Phys. **20**, 127. 1906.
- ¹⁰⁴⁾ Vgl. z. B. die betreffenden Paragraphen in F. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik.
- ¹⁰⁵⁾ Vergleichende Versuche über verschiedene Methoden H. Diessehorst⁸⁾. — Vgl. auch A. Campbell, El. **64**, 612 ff. 1912.
- ¹⁰⁶⁾ Vgl. z. B. EMS, S. 711.
- ¹⁰⁷⁾ Genauere Diskussion der Resonanzmethode und der nötigen Korrekturen B. Mackū¹⁰²⁾. — Vgl. auch M. K. Grober, Phys. Zeitschr. **12**, 121. 1911.
- ¹⁰⁸⁾ H. Brandes, Ann. Phys. **22**, 645. 1907. — Graphische Methode bei F. Eger, Diss. Greifswald 1908.
- ¹⁰⁹⁾ L. Kann, Jahrb. **4**, 297. 1911. Phys. Zeitschr. **11**, 503. 1910. — Auf der Brandesschen Methode beruht auch eine Anordnung von P. Ludewig (Phys. Zeitschr. **12**, 763. 1911. Jahrb. **5**, 390. 1912), welche das Dekrement direkt abzulesen gestattet.
- ¹¹⁰⁾ Vgl. G. Jonas, Diss. Straßburg 1907.
- ¹¹¹⁾ H. Riegger⁷⁾.
- ¹¹²⁾ B. Mackū, Ann. Phys. **34**, 941. 1911.
- ¹¹³⁾ M. Wien⁸⁶⁾ und Phys. Zeitschr. **9**, 537. 1908. B. Mackū¹⁰²⁾ und Phys. Zeitschr. **9**, 437, 646. 1908.
- ¹¹⁴⁾ S. Loewe, Jahrb. **6**, (noch nicht erschienen) 1912.
- ¹¹⁵⁾ Über Poulsen lampen für Meßzwecke und Messungen damit: Rausch von Traubenbergl und B. Monasch, Phys. Zeitschr. **8**, 925. 1907. **9**, 251. 1908. C. Fischer, Ann. Phys. **28**, 57. 1909. **32**, 979. 1910. F. Kiebitz, Ber. physik. Ges. **12**, 99. 1910. Jahrb. **2**, 357 ff. 1909. Phys. - techn. Reichsanstalt: Zeitschr. f. Instrumentenkunde **28**, 148. 1908. R. Lindemann, Ber. physik. Ges. **11**, 28. 1909. K. Vollmer, Jahrb. **3**, 123. 1909. — Nach G. Szivessy (Jahrb. **3**, 250 ff. 1910) soll ein Lichtbogen in Schwefelkohlenstoffdampf besonders konstante Schwingungen geben.
- ¹¹⁶⁾ Über Vorsichtsmaßregeln bei der Benützung dieser Funkenstrecken zu Meßzwecken vgl. S. Loewe¹¹⁴⁾.
- ¹¹⁷⁾ H. Th. Simon, Phys. Zeitschr. **4**, 737. 1903. G. W. Pierce, Phys. Zeitschr. **5**, 426. 1905.
- ¹¹⁸⁾ W. Eickhoff, Phys. Zeitschr. **8**, 923. 1907. — Nach W. F. Zorn¹⁵⁾ wird bei Kupferfunkenstrecken durch die Spitze die Funkendämpfung erhöht. — J. A. Fleming und H. W. Richardson (El. **63**, 175. 1909) empfehlen Luftgebläse, um die Entladungen regelmäßiger zu machen. Doch hat ein Luftgebläse diese Wirkung durchaus nicht bei allen Funkenstrecken.
- ¹¹⁹⁾ Man kann auch so verfahren, daß man die Koppelung so lange immer loser macht, bis sich der Wert, der sich nach **74** aus der Resonanzkurve ergibt, nicht mehr ändert. Die theoretische Bedingung dafür ist: $\pi^2 K^2 \ll b_1 b_2^{86)}$. — Vgl. auch die Methode von R. Lindemann¹¹⁵⁾.
- ¹²⁰⁾ M. Wien, Phys. Zeitschr. **8**, 764. 1907: bei $b_1 = 0,11$, $b_2 = 0,015$, $K = 0,014$ wird der Fehler 30 %.
- ¹²¹⁾ Ausführliche Zusammenstellung in dem Buch von E. Nesper, Die Frequenzmesser und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie. Leipzig 1907.
- ¹²²⁾ Z. B. El. **68**, 249 ff. 1911.
- ¹²³⁾ Thor. G. Thörnblad, Jahrb. **4**, 97 ff., 109 ff., 217 ff. 1911.
- ¹²⁴⁾ E. Nesper, Jahrb. **1**, 112. 1907.

- ¹²⁵⁾ J. A. Fleming, El. 58, 495 ff., 536 ff. 1907.
- ¹²⁶⁾ Lum. él. 9, 391. 1910.
- ¹²⁷⁾ Ann. Phys. 8, 211. 1902.
- ¹²⁸⁾ R. Hirsch, Jahrb. 4, 250. 1911.
- ¹²⁹⁾ L. Mandelstam und N. Papalex, Jahrb. 4, 605. 1911. — Welch hoher Genauigkeit die Methode für Frequenzbestimmungen fähig ist, geht am besten aus der Arbeit von H. Rohmann, Diss. Straßburg 1911. Ann. Phys. 34, 979. 1912 hervor.
- ¹³⁰⁾ Der Dynamometer-Effekt ist $= \frac{1}{t} \int_0^t J_1 J_2 dt$.
- ¹³¹⁾ Eine andere Methode 'zur Bestimmung des Dynamometer-Effekts mit Hilfe eines Differential-Luftthermometers bei L. Kann¹⁰⁹⁾ und L. Isakow, Phys. Zeitschr. 12, 1224. 1911.
- ¹³²⁾ Die im Ring induzierte EMK ist um 90° gegen J_2' verschoben, der Strom J_3 gegen diese EMK wieder um 90°.
- ¹³³⁾ Vorausgesetzt, daß die Stromkurve in beiden Fällen dieselbe ist [vgl. 11 • 2].
- ¹³⁴⁾ W. Eickhoff, Phys. Zeitschr. 8, 564. 1907. Daß der unsymmetrische Verlauf der Resonanzkurve mit dem Sprühen der Kondensatoren zusammenhängt, ist wohl zuerst von A. Jollos (Diss. Straßburg 1907) festgestellt worden. — Über das Sprühen von Kondensatoren vgl. auch M. Wien¹⁷⁾, L. W. Austin²¹⁾.
- ¹³⁵⁾ Aus C. Fischer⁹⁰⁾.
- ¹³⁶⁾ Diese Methode ist auf meine Veranlassung von C. Fischer, Ann. Phys. 19, 182. 1906 ausgearbeitet worden.
- ¹³⁷⁾ Auf dieser Beziehung beruht auch die Verwendung des Dämpfungsmessers von P. Ludwig für die Bestimmung des Koppelungsgrads (Phys. Zeitschr. 13, 450. 1912).
- ¹³⁸⁾ B. Mackū, Jahrb. 3, 580 ff. 1910.
- ¹³⁹⁾ Ges. f. drahtl. Tel., El. 68, 171. 1911.
- ¹⁴⁰⁾ Versuche im physik. Inst. Danzig-Langfuhr.
- ¹⁴¹⁾ Statt der Resonanzkurven kann man auch Funkenaufnahmen verwenden. H. Rau⁸⁰⁾.
- ¹⁴²⁾ R. A. Fessenden, ETZ 1906, 690.
- ¹⁴³⁾ Antennen mit verstärkter Endkapazität waren eine der ersten Antennenformen, die von Marconi und O. Lodge verwandt wurden. Auf ihre prinzipiellen Vorteile hat vor allem A. Blondel⁴¹⁾ hingewiesen.
- ¹⁴⁴⁾ Näheres über die Antennen der Ges. f. drahtl. Tel. bei Siewert, ETZ 1906, 965, R. Solff, ETZ 1906, S. 875 ff. Graf von Arco, A.E.G.-Vorträge. Vortrag vom 9. 12. 1911. H. Bredow, Jahrb. der schiffbautechn. Ges. 1912, 105 ff. — Verschiedene Artikel in der Telefunkenzeitung.
- ¹⁴⁵⁾ O. Lodge und A. Muirhead, El. 51, 1036. 1903. Vgl. El. 62, 170. 1908.
- ¹⁴⁶⁾ Aus Graf von Arco¹⁴¹⁾.
- ¹⁴⁷⁾ L. W. Austin, Bullet. Bur. Stand. 7, 315 ff. 1911.
- ¹⁴⁸⁾ Verschiedene Mastkonstruktionen. Jahrb. 3, 203, 521. 1910. 4, 309, 652. 1911. El. 68, 213. 1911.
- ¹⁴⁹⁾ O. Lodge und A. Muirhead brachten ihr Gegengewicht zum Teil mehrere Meter über dem Boden an (vgl. Jahrb. 3, 1. 1909).

¹⁵⁰⁾ W. Burstyn, ETZ 1906, 1117. F. Kiebitz, Ann. Phys. 32, 961. 1910. M. Reich, Phys. Zeitschr. 13, 228 ff. 1912. Jahrb. 5, 176 ff., 253 ff. 1911. H. True, Jahrb. 5, 125 ff. 1911. P. Barreca, Jahrb. 5, 285 ff. 1912.

¹⁵¹⁾ Über Anordnungen für drahtl. Tel. auf Luftschiffen und Versuche damit vgl. Jahrb. 3, 315, 434. 1910. 4, 227. 1911. 6, 70. 1912. Ferrié, Lum. él. 12, 99 ff. 1910. Telefunkenzeitung 1, 66. 1911. K. Solff, Jahrb. 3, 392 ff. 1910. K. Lubowsky, ETZ 32, 1265. 1911. M. Dieckmann, Jahrb. 6, 51. 1912. „Luftfahrt und Wissenschaft“ Heft 2. 1912. P. Ludewig, Jahrb. 6, 10. 1912. H. Mosler, Jahrb. 6, 44. 1912.

¹⁵²⁾ Über die bei Löschfunkenkreisen in allen benachbarten Metallteilen induzierten Schwingungen vgl. S. Loewe¹¹⁴⁾.

¹⁵³⁾ Nach einer Mitteilung von Herrn Dr. Meißner soll aber die zerstörende Wirkung auf Hanfseile und Ballonhülle viel größer sein, wenn man mit großem Stromeffekt arbeitet.

¹⁵⁴⁾ Versuche über die Genauigkeit der in 97 angegebenen Methoden: A. Esau, Phys. Zeitschr. 13, 658. 1912.

¹⁵⁵⁾ C. Fischer, Ann. Phys. 32, 979 ff. 1910.

¹⁵⁶⁾ Über die Zunahme der Antennenkapazität bei Eis, Regen, Schnee etc. und über die Abhängigkeit der Antennendämpfung von Witterungseinflüssen vgl. A. Esau, Phys. Zeitschr. 13, 721. 1912.

¹⁵⁷⁾ Graf von Arco, ETZ 1910, 508.

¹⁵⁸⁾ Vgl. z. B. C. Tissot⁷⁴⁾, S. 139 und 148 ff.

¹⁵⁹⁾ Über die von der Ges. f. drahtl. Tel. für Antennen verwendeten Isolatoren vgl. H. Bredow¹⁴⁴⁾. — Anordnungen, um das Sprühen herabzudrücken l. c. und Jahrb. 4, 441. 1911. H. Lange, Jahrb. 4, 442. 1911.

¹⁶⁰⁾ G. von Arco, Jahrb. 2, 551 ff. 1909.

¹⁶¹⁾ Über den Gesamtwiderstand von Antennen und dessen Bestimmung vgl. C. Fischer, Phys. Zeitschr. 12, 295. 1911. L. W. Austin, Phys. Zeitschr. 12, 924. 1911. Jahrb. 5, 574 ff. 1912. — Man findet jedenfalls zum Teil eine Abhängigkeit des Gesamtwiderstandes von der Wellenlänge der Schwingung der Art, daß derselbe mit wachsender Wellenlänge zuerst abnimmt, dann und zwar geradlinig ansteigt. Der absteigende Teil rührt wohl von der Abnahme von \mathfrak{R}_y mit steigender Wellenlänge her, der ansteigende muß wohl von einer Zunahme des Erdwiderstands herrühren; er ändert sich jedenfalls mit der Feuchtigkeit des Erdbodens.

¹⁶²⁾ J. Erskine-Murray, Jahrb. 5, 499. 1912. M. Reich, Phys. Zeitschr. 13, 228 ff. 1912.

¹⁶³⁾ $\mathcal{E} = \int_0^h \mathbf{E}_x dx$, wenn dx ein Element der Antenne, \mathbf{E}_x die Komponente der elektr. Feldstärke in der Richtung desselben, h die Länge der Antenne bezeichnet.

¹⁶⁴⁾ Bullet. Soc. d'encouragement p. l'industrie nationale 3, 1632. 1898.

¹⁶⁵⁾ F. Braun, D.R.P. Nr. 109 378 (1899). Electrician 52, 19. 1904. Phys. Zeitschrift 5, 193. 1904.

¹⁶⁶⁾ L'Electricien 42, 107. 1911.

¹⁶⁷⁾ Literatur über Preßluftfunkenstrecken F. Jervis-Smith, El. 63, 720. 1909.

¹⁶⁸) G. Eichhorn, D.R.P. 157 056 (1903). — Die Abänderung Fig. 218 seiner Schaltung rührt von Pichon (Ges. f. drahtl. Tel.) her.

¹⁶⁹) B. Glatzel, Phys. Zeitschr. 11, 893. 1910.

¹⁷⁰) S. Eisenstein, El. 65, 848. 1910.

^{170 a}) R. C. Galletti (El. 66, 570. 1911. ETZ 32, 597. 1911. D.R.P. 245 358).

¹⁷¹) Andere Schaltungen bei G. Seibt, D.R.P. 241 114 (1909), B. Mack u. El. 68, 429. 1911.

¹⁷²) Jahrb. 2, 229. 1909.

¹⁷³) Graf von Arco¹⁶⁹), B. Glatzel, Jahrb. 2, 90. 1908.

¹⁷⁴) Funkenstrecke mit zwei Platten, wohl zuerst angegeben von T. B. Kinraide, Nordamerik. Pat. 623 316 (1898). D.R.P. 108 924 (1899).

¹⁷⁵) El. 63, 174 ff., 374 ff. 1909. 64, 153 ff. 1909. — Versuche damit W. H. Eccles und A. J. Mackower, El. 64, 386. 1909. Jahrb. 4, 294. 1911.

¹⁷⁶) Graf von Arco¹⁶⁹), Jahrb. 4, 79 ff. 1910. ETZ 31, 506 ff. 1910.

¹⁷⁷) O. Scheller, Jahrb. 5, 243. 1911.

¹⁷⁸) W. Peuckert, Jahrb. 3, 199. 1909. A. Wasmus⁷¹). L. H. Walter, El. 64, 550. 1910.

¹⁷⁹) Über andere Stationen der Ges. f. drahtl. Tel. vgl. Graf von Arco¹⁷⁶), H. Bredow¹⁴⁴).

¹⁸⁰) F. G. Loring, El. 67, 27. 1911.

¹⁸¹) H. Rau⁸⁸).

¹⁸²) Vgl. C. Müller⁵⁶) und dazu M. Toepler⁶⁴).

¹⁸³) Solche wurden, allerdings für ganz andere Zwecke, auf meine Anregung von der Firma Siemens & Halske (Berlin, Nonnendamm, Wernerwerk) gebaut.

¹⁸⁴) Vgl. z. B. G. Brion, Leitfaden zum elektrotechnischen Praktikum, S. 102. (B. G. Teubner, 1910.) — Auch das Dolezaleksche Binantenelektrometer kann für Leistungsmessungen benutzt werden, vgl. z. B. M. Reich¹⁵⁰).

¹⁸⁵) W. Burstyn, Jahrb. 6, 217. 1912 schlägt Anordnungen vor, durch die der Erregerstrom der Maschine unterbrochen und geschlossen werden soll.

¹⁸⁶) Vgl. P. O. Pedersen, Jahrb. 4, 524. 1911. — Über den von Poulsen gebrauchten Schnelltelegraphenapparat vgl. ETZ 32, 1164. 1911.

¹⁸⁷) El. 60, 546, 883. 1908. — Andere Funkenstrecken mit glatten, rotierenden Elektroden: S. Eisenstein, Jahrb. 5, 245. 1911. W. Burstyn, Jahrb. 6, 212. 1912.

¹⁸⁸) L'Electricien 42, 107. 1911.

¹⁸⁹) El. 65, 847. 1910. — Eine ähnliche Anordnung von G. Ferrié, El. 65, 135. 1910.

¹⁹⁰) El. 64, 512 ff. 1910. Die Funkenstrecke wird von der Soc. franç. radioélectrique verwendet.

¹⁹¹) G. Marconi, El. 67, 532. 1911. El. World 59, 887. 1912. Jahrb. 6, (noch nicht erschienen) 1913; vgl. auch E. Nesper, Helios 18, 429. 1912. — Da Marconi mit verhältnismäßig loser Koppelung (5 %) arbeitet, so ist die Dauer einer halben Schwebung und demnach auch die Zeit, während der in der Antenne zwei Koppelungsschwingungen vorhanden sind, ziemlich groß. Infolge davon kommen dieselben auch in der Resonanzkurve zum Ausdruck. Vgl. ^{95 a}) und 90 a.

¹⁹²) Vgl. z. B. C. C. F. Monckton, El. 56, 514. 1906.

¹⁹³) W. H. Eccles und A. J. Mackower (Jahrb. 4, 253. 1911. El. 65,

1014. 1910) schließen aus ihren Messungen auf einen erheblich kleineren Wirkungsgrad. Doch sind ihre Messungen nicht einwurfsfrei.

¹⁹⁴⁾ W. Duddell, Phil. Mag. (6) **9**, 299. 1905. Proc. Royal Instit., 17. Mai 1912. Vgl. auch Jahrb. **4**, 202. 1911.

¹⁹⁵⁾ E. F. W. Alexanderson, Trans. Americ. Inst. El. Eng. **28**, I. 399 ff. 1910.

¹⁹⁶⁾ R. A. Fessenden, D.R.P. 228 365. 1908.

¹⁹⁷⁾ R. Goldschmidt, ETZ **32**, 54. 1911. Jahrb. **4**, 341 ff. 1911.

¹⁹⁸⁾ Man kann sich entweder das Wechselfeld von der Frequenz N' in zwei Drehfelder mit verschiedenem Umlaufsinne zerlegen oder davon ausgehen, daß der mag. Induktionsfluß durch R von der Form sein muß

$$A \sin(2\pi N \cdot t + \alpha) \cos(2\pi N' \cdot t + \alpha') \\ = \frac{A}{2} \left\{ \sin[2\pi(N + N')t + (\alpha + \alpha')] + \sin[2\pi(N - N')t + (\alpha - \alpha')] \right\}.$$

Theorie der Goldschmidtschen Maschine: E. Rusch, Jahrb. **4**, 348 ff. 1911. B. Mackū, Jahrb. **5**, 5. 1911. Vgl. ³⁴⁴⁾.

^{198*)} Bei der technischen Ausführung werden die Kondensatoren C_1 und C_3 weggelassen.

¹⁹⁹⁾ Über die neue Hochfrequenzmaschine von Graf von Arco, die auf der internationalen Konferenz für drahtl. Tel. in London 1912 vorgeführt wurde, ist noch sehr wenig in die Öffentlichkeit gelangt. Vgl. Jahrb. **5**, 529. 1912. Telefunkenzeitung, Jahrg. **2**, Nr. 7, S. 18.

Über Erzeugung von ungedämpften Schwingungen durch eine Hauptstrommaschine mit parallel geschaltetem Kondensator vgl. F. Fitzgerald (Eclair. él. **18**, 386. 1892), O. M. Corbino (Phys. Zeitschr. **8**, 924. 1907. **9**, 195, 704. 1908. Electrician **61**, 56. 1908). R. Rüdénberg (Phys. Zeitschr. **8**, 668. 1907. **9**, 556. 1908). H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung. Diss. Göttingen 1907, S. 37. Ob es möglich sein wird, auf diesem Wege in praktisch brauchbarer Weise ungedämpfte Schwingungen für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie herzustellen, lassen die bisherigen Versuche nicht erkennen.

²⁰⁰⁾ El. Thomson, Amerik. Pat. vom 18. Juli 1892 (zit. El. Review **60**, 328. 1907). Amerik. Pat. Nr. 500 630, 4. Juli 1893. — N. Tesla, in Martin, Nicola Teslas Untersuchungen über Mehrphasenströme. Halle 1895. — Die ersten Versuche von Fessenden sind nach seiner Angabe aus dem Jahre 1899.

²⁰¹⁾ W. Duddell, Electrician **46**, 269, 310. 1900.

²⁰²⁾ J. Wertheim-Salomonson, Electrician **52**, 126. 1904. Eclairage élect. **38**, 144. 1904. $N = 400\,000/\text{sec}$.

²⁰³⁾ V. Poulsen, Dänisches Pat. 5590 (9. Sept. 1902). D.R.P. 162 945 (12. Juli 1903).

²⁰⁴⁾ Näheres darüber in der Broschüre der Ges. f. drahtl. Tel. über die Normalstation für Radiotelephonie. C. Schapira, Über den Wirkungsgrad der Hochfrequenzlampe mit unterteilten Lichtbogen. Diss. Charlottenburg 1908 und Jahrbuch der drahtl. Tel. **2**, 54 ff. 1908.

²⁰⁵⁾ Nach Angabe von P. Brenot in Lum. él. (2) **11**, 170. 1910 (vgl. auch Lum. él. (2) **11**, 197. 1910) soll A. Blondel zwei plattenförmige Elektroden in Petroleum verwenden und den Bogen mit einer Spannung von ca. 2000 Volt speisen. Man soll damit größere Regelmäßigkeit, aber schwieriger hohe Frequenzen bekommen als mit der Poulsenanordnung. Ob die Blondelsche Anordnung, die

große Ähnlichkeit mit der Peuckertschen besitzt, jemals praktisch verwendet wurde, ist mir nicht bekannt.

F. J a c o v i e l l o soll (vgl. Jahrb. 4, 522. 1911) Metallelektroden benutzen, Spannungen von 40 000—80 000 Volt und auf den Lichtbogen einen kräftigen Gasstrom ungefähr in der Längsrichtung des Bogens wirken lassen. — Ob es sich um Löschfunken oder ungedämpfte Schwingungen handelt, läßt das wenige, was bis jetzt darüber bekannt geworden ist, nicht erkennen.

²⁰⁶⁾ Aus W. D u d d e l l, Proc. Royal Inst., 17. Mai 1912.

²⁰⁷⁾ Jahrb. 1, 307. 1908.

²⁰⁸⁾ Angaben über Poulsenstationen:

a) L y n g b y und C u l l e r c o a t s, Jahrb. 1, 154 ff. 1907. Electrician 60, 355 ff. 1907.

b) K n o c k r o e, Jahrb. 1, 430. 1908. ETZ 1908, 15.

²⁰⁹⁾ Nach der Angabe von C. L o r e n z A.G. rührt diese Schaltung von W. H a h n e m a n n und O. S c h e l l e r her.

²¹⁰⁾ P. O. P e d e r s e n, El. 60, 547. 1908. C. L o r e n z, Jahrb. 4, 333. 1911.

²¹¹⁾ H. R e i n, Jahrb. 4, 196. 1911 und „Der radiotelegraphische Gleichstromtensender“. Langensalza 1912.

²¹²⁾ Mit diesen Vorgängen haben sich in den letzten Jahren eine große Reihe von Arbeiten beschäftigt, von denen die hauptsächlichsten die folgenden sind:

a) O. M. C o r b i n o, Atti. Assoc. Elettrotecnica Ital. Okt. 1903. (Angabe in Phys. Zeitschr. 9, 197. 1908.)

b) A. B l o n d e l, Ecl. El. 44, 41 ff., 81 ff. 1905. Von ihm rührt im wesentlichen die Unterscheidung der verschiedenen Schwingungsarten her.

c) H. B a r k h a u s e n, Jahrb. f. drahtl. Tel. 1, 234 ff. 1907.

d) H. T h. S i m o n: mehrere Arbeiten, zum Teil mit M. R e i c h. Die Arbeiten sind zitiert in der zusammenfassenden Arbeit von H. T h. S i m o n, Jahrb. 1, 16. 1907.

e) W. D u d d e l l, Electrician 46, 268, 310. 1900.

f) G. G r a n q v i s t, Nov. Act. Reg. Soc. Scient. Upsaliensis (4) 1, Nr. 5.

g) E. R i e c k e, Göttinger Nachr. Math.-phys. Kl. 1907, 253.

h) K. W. W a g n e r, Der Lichtbogen als Wechselstromerzeuger. Leipzig, 1910.

i) Für eine orientierende Übersicht ist besonders geeignet H. B a r k h a u s e n, Das Problem der Schwingungserzeugung. Diss. Göttingen 1907. Darin ist besonders auch eine Frage ausführlich diskutiert, die im folgenden überhaupt nicht berücksichtigt ist, die Frage: unter welchen Bedingungen die verschiedenen Schwingungsarten stabil sind. — Die folgende Darstellung schließt sich im übrigen eng an diejenige von B a r k h a u s e n an.

²¹³⁾ Tatsächlich ist die Kurve ein Stück einer Sinuskurve. Vgl. z. B. EMS, S. 547.

²¹⁴⁾ Die Ladungskurve ist durch die Gleichung bestimmt

$$\varphi = \varphi_0 \left[1 - e^{-\frac{1}{R_0 C} \cdot t} \right]$$

(φ_0 = Spannung der Maschine, C = Kapazität des Kondensators.)

²¹⁵⁾ G. W. N a s m y t h (Jahrb. 5, 269 ff., 367 ff. 1912) hat Formeln für die Frequenz der Schwingungen nach der Lichtbogenmethode aufgestellt. Dieselben sind aber von K. V o l l m e r ²¹⁵⁾ und P. O. P e d e r s e n (Jahrb. 5, 496. 1912) beanstandet worden.

²¹⁶⁾ Über die Funktion des mag. Gebläses vgl. H. R a u s c h v o n T r a u-

benberg, ETZ 28, 559. 1907. H. Th. Simon²⁰⁸), S. 65. H. Barkhausen²⁰⁸), S. 256. — K. Birkeland (Jahrb. 2, 137. 1908) schlägt radiales Magnetfeld zur Erzeugung eines rotierenden Lichtbogens vor.

²¹⁷) Vgl. H. Barkhausen, Jahrb. 2, 40. 1909.

²¹⁸) In 138, 139, 140, 142 ist vorausgesetzt: 1. die Schwingungen sind ungedämpft, 2. die Atmosphäre ist ein absoluter Isolator; in 138—140 außerdem, daß das angenommene Leitvermögen für den ganzen in Betracht kommenden Teil der Erde gilt. — Was die erste Annahme betrifft, so hat L. W. Austin (Jahrb. 6, [noch nicht erschienen] 1912) auf 30 engl. Meilen keinen Unterschied zwischen ungedämpften Wellen und solchen vom Decrement 0,15 nachweisen können.

²¹⁹) A. Blondel (Compt. rend. Assoc. franç. Avancement des sciences. Congrès de Nantes 1898, S. 212 ff.) hat schon im Jahre 1898 zum Teil im Anschluß an eine Bemerkung von Poincaré klar ausgesprochen, daß man bei einem geerdeten Sender die Wirkung der Erde ersetzen kann durch die Wirkung des Spiegelbilds, daß also ein geerdeter Sender als die eine Hälfte eines linearen Oszillators von Hertz aufgefaßt werden kann.

²²⁰) Sehr instruktiv ist ein Vergleich der beiden extremen Fälle, einerseits des linearen Senders (Fig. 27—30), anderseits Dipol mit gleichförmiger Stromamplitude, z. B. EMS Fig. 613—621.

²²¹) J. Zenneck (Ann. Phys. 23, 846. 1907). — Schon vorher hatte K. Uller (Diss. Rostock 1903) das Verhalten der Wellen untersucht unter der Annahme, daß es ebene Oberflächenwellen sind und daß die Erdoberfläche sehr gutes Leitvermögen besitzt.

²²²) A. Sommerfeld, Ann. Phys. 28, 665. 1909. Jahrb. 4, 158. 1910.

²²³) Über das Leitvermögen von Seewasser, Boden und Gesteinen vgl. H. Schmidt, Jahrb. 4, 636 ff. 1911. K. Uller, Jahrb. 4, 638. 1911. H. Loewy, Ann. Phys. 36, 125 ff. 1911 und die Bemerkungen dazu von J. A. Fleming, Jahrb. 5, 515. 1912.

²²⁴) Diese Auffassung, daß die Wellen der drahtlosen Telegraphie den Charakter der Oberflächenwellen haben, ist wohl zuerst von A. Blondel²¹⁹) und von E. Lecher (Phys. Zeitschr. 3, 273. 1901/02) vertreten worden. Vgl. auch K. Uller, Die Mitwirkung der Erde und die Bedeutung der Erdung in der drahtlosen Telegraphie, Jahrb. 2, 8. 1908.

²²⁵) P. Epstein, Jahrb. 4, 176 ff. 1910.

²²⁶) H. Poincaré, Jahrb. 3, 445. 1910. J. W. Nicholson, Referat über seine Arbeiten, Jahrb. 4, 20. 1910; Phil. Mag. 21, 281. 1911. H. W. March (Ann. Phys. 37, 29. 1912. Berichtigung dazu Ann. Phys. [noch nicht erschienen]). — H. Macdonald, Ref. Phys. Zeitschr. 10, 771. 1909.

²²⁷) H. B. Jackson, Proc. Royal Soc. 70, 254 ff. 1902.

²²⁸) W. Duddell und J. E. Taylor, Electrician 55, 260. 1905. C. Tissot, Electrician 56, 848. 1906.

²²⁹) F. Hack, Ann. Phys. 27, 43. 1908. — Die Annahmen sind dieselben wie in ²²¹).

²³⁰) Electrician 55, 409. 1905.

²³¹) F. Kiebitz, Verh. physik. Ges. 13, 876 ff. 1911.

²³²) Bei Laboratoriumsversuchen mit sehr kurzen Wellen hat sich eine solche Reflexion nachweisen lassen: F. Erb, Diss. Braunschweig 1912. — Angaben über Beobachtungen in der Praxis: P. Schwarzhaupt, ETZ 31, 113. 1911.

²³³⁾ Vgl. L. Zehnder, ETZ 32, 1101. 1911.

²³⁴⁾ Über den Einfluß der Witterung auf die Antennenschwingungen vgl. A. Esau¹⁵⁶⁾, O. Güldenpfennig, Jahrb. 5, 73. 1911. — Über den Einfluß der Witterung auf den Verkehr von zwei Stationen hat Wildmann (vgl. Erskine-Murray¹⁾) über ein Jahr lang systematische Versuche gemacht.

²³⁵⁾ H. Ebert (Jahrb. 4, 160. 1911) fand in 2500 m Höhe bei starker Sonnenstrahlung und absteigendem Luftstrom ein 23mal so großes Leitvermögen als an der Erdoberfläche. — Über den Einfluß meteorologischer Verhältnisse auf die Ionisation der Atmosphäre vgl. K. Fischer, ETZ 32, 339. 1911.

²³⁶⁾ Jahrb. 5, 532. 1911.

^{236 a)} Darauf, daß diese oberen Schichten eine wesentliche Rolle für die Fortleitung der Wellen spielen könnten, hat wohl zuerst A. Blondel⁴¹⁾ hingewiesen. Seitdem ist diese Ansicht vielfach vertreten worden (vgl. z. B. J. Erskine-Murray¹⁾). — Diese Ansicht setzt ein sehr gutes Leistvermögen der oberen Atmosphärenschichten voraus. Durch den Hinweis auf die Verhältnisse in Geißlerrohren oder bei dem elektrodenlosen Ringstrom von J. J. Thomson jene Annahme zu stützen, ist unberechtigt: in diesen beiden Fällen handelt es sich um die Ionisation des Gases durch ein sehr starkes elektrisches Feld, wie es bei der drahtlosen Telegraphie in den oberen Atmosphärenschichten nicht vorhanden ist.

²³⁷⁾ J. A. Fleming, The Marconigraph 2, 179. 1912. G. W. Pierce¹⁾, S. 139, gibt an, daß A. E. Kennelly die Wirkung von Tag und Nacht auf eine Änderung der Wellenfront zurückgeführt habe.

²³⁸⁾ Nach Angabe von Herrn Dr. A. Meißner erhöhen andauernde starke Winde, welche das Bestehen von Inhomogenitäten in der Atmosphäre erschweren, die Fernwirkung. — Über eine äußerst merkwürdige Beobachtung von Interferenzwirkung an Inhomogenitäten berichtet Lee de Forest (Jahrb. 6. 1912).

²³⁹⁾ G. Marconi, El. 49, 521. 1902. 54, 824. 1905.

²⁴⁰⁾ Vgl. Jahrb. 5, 621. 1912. 6, 151, 154. 1912. A. Turpain, C. R. 154, 1457. 1912. W. H. Eccles, El. 69, 109. 1912. J. A. Fleming, El. 69, 190. 1912. Telefunkenzeitung 1, 89. 1912. — Von vielen Beobachtern ist lediglich kein Einfluß der Sonnenfinsternis, von anderen ein so kleiner beobachtet worden, daß er die Unsicherheit solcher Messungen kaum überschreitet.

²⁴¹⁾ G. Marconi, El. 64, 379. 1909. — Daß der Unterschied zwischen Tag- und Nachtreichweite bei kurzen Wellen viel größer ist als bei langen, hatte schon H. J. Round (El. 56, 714. 1906) angegeben.

²⁴²⁾ Versuche im physik. Inst. Braunschweig 1907.

²⁴³⁾ Versuche über die Dämpfung von Antennen bei Tag und bei Nacht: vgl. ²³⁴⁾, außerdem H. Mosler, ETZ 30, 301. 1909. P. Schwarzhaupt, ETZ 32, 1313. 1912.

²⁴⁴⁾ L. W. Austin, Jahrb. 5, 75. 1911. Bullet. Bur. Stand. 7, 315 ff. 1911.

²⁴⁵⁾ L. W. Austin, Jahrb. 5, 417. 1912.

²⁴⁶⁾ K. Solff, ETZ 1906, 896.

²⁴⁷⁾ Zusammenfassende, zum Teil vollständigere Darstellungen bei J. A. Fleming¹⁾, J. Erskine-Murray¹⁾, G. W. Pierce¹⁾, S. Sachs, Jahrb. 1, 130, 279, 434, 584. 1908. E. Nesper, Jahrb. 4, 312, 423, 534. 1911.

²⁴⁸⁾ C. Tissot, Electrician 56, 848. 1906. Industrie électrique 14, 161. 1906. Journal de Physique 6, 279. 1907.

- ²⁴⁹⁾ G. Marconi, Proc. Royal. Soc. 77, 413. 1906. Electrician 57, 100. 1906.
- ²⁵⁰⁾ Über Thermodetektoren: W. H. Eccles, El. 60, 587. 1908. C. Tissot, Jahrb. 2, 115 ff. 1908. E. Nesper ²⁴⁷⁾, Referate im Jahrb. 3, 370, 430 (1910). 4, 232 ff. (1911). — Thermodetektoren mit einer rotierenden Elektrode, vgl. El. 62, 211. 1908 (L. W. Austin). Jahrb. 2, 144. 1908 (Ges. f. drahtl. Tel.).
- ²⁵¹⁾ Referate über verschiedene magnetische Wellenanzeiger außer in ²⁴⁷⁾ bei L. H. Walter, Electrician 55, 83. 1905. Zur Erklärung ihrer Wirkung vgl. L. H. Walter l. c., E. Madelung, Ann. Phys. 17, 861. 1905. W. H. Eccles, Electrician 57, 742. 1906. J. Russel, Proc. Royal. Soc. Edinburgh 20. Nov. 1905. — Der erste mag. Detektor ist wohl von E. Wilson, Electrician 51, 330. 1897, angegeben worden.
- ²⁵²⁾ Da der mag. Detektor am empfindlichsten ist in einem ganz bestimmten Teil des mag. Zyklus, so sind bei dem mag. Detektor des sogenannten Balsilliesystems drei Detektoren der Art von Fig. 317 kombiniert und es wird jeder dann automatisch eingeschaltet, wenn er sich im empfindlichsten Teil der Magnetisierungskurve befindet (Jahrb. 4, 292. 1911. El. 64, 512 ff. 1910).
- ²⁵³⁾ G. Marconi, Electrician 54, 825. 1905.
- ²⁵⁴⁾ R. Arnò, Electrician 55, 469. 1905. ETZ 1904, 480. J. A. Ewing und L. H. Walter, Proc. Royal Soc. 73, 120. 1904. L. H. Walter, Proc. Royal Soc. 77, 538 ff. 1906. W. Peuckert, ETZ 1904, 992. A. G. Rossi, Phys. Zeitschr. 10, 549. 1909. R. A. Fessenden, D.R.P. 227 102 (1909).
- ²⁵⁵⁾ Referate über eine große Reihe von Arbeiten, die sich mit der Wirkungsweise des Kohärrers beschäftigen, in ²⁴⁷⁾ und außerdem bei P. Weiß, Journal de Phys. (4) 5, 462. 1906. A. Blanc, Journal de Phys. (4) 4, 743. 1905.
- ²⁵⁶⁾ Deutsche Patentmeldung von A. Koepsel aus dem Jahre 1902. — O. Lodge und A. Muirhead, Electrician 50, 930. 1903.
- ²⁵⁷⁾ L. H. Walter, Jahrb. 2, 120. 1908. Electrician 61, 683. 1908.
- ²⁵⁸⁾ J. E. Ives, Jahrb. 4, 112. 1910.
- ²⁵⁹⁾ Über den liquid barretter vgl. S. M. Kintner, Proc. Amer. Inst. el. Eng. 26, 65 ff. 1907. — J. E. Ives, Phys. Zeitschr. 11, 1181. 1910.
- ²⁶⁰⁾ Jahrb. 5, 432. 1912.
- ²⁶¹⁾ Vgl. dazu auch C. Tissot, Electrician 60, 25. 1907. C. R. 145, 226. 1907. — Weitere Arbeiten über die Wirkungsweise des elektrolytischen Detektors zitiert bei J. S. Sachs, Jahrb. 1, 584 ff. 1908.
- ²⁶²⁾ R. Fessenden, ETZ 1905, 950.
- ²⁶³⁾ F. Braun, ETZ 1906, 1199. Electrician 58, 569. 1907. Psilomelan-Detektor, Jahrb. 4, 432. 1911. Detektor von Dunwoody, El. World 48, 370. 1906. Detektor von G. W. Pierce, Lum. él. 1, 92. 1908. Jahrb. 3, 370. 1910. Detektoren von G. J. Pickard: Jahrb. 3, 430. 1910. Lum. él. 11, 172. 1910 (Artikel von P. Brenot). W. H. Eccles, El. 60, 588. 1908.
- ²⁶⁴⁾ Über die Wirkung der Kristalldetektoren vgl. G. W. Pierce¹⁾. H. Sutton, El. 69, 66. 1912. C. Tissot, l'Electricien 39, 331. 1910. R. H. Goddard, Phys. Rev. 34, 423. 1912.
- ²⁶⁵⁾ J. A. Fleming, Proc. Royal. Soc. 74, 476. 1905. El. 55, 303. 1905. — Angaben über Glühlampendetektoren und ihre Schaltung in Electrician 61, 804, 843, 1006. 1908. 62, 211. 1908. 63, 504. 1909. 64, 68, 1909. — Referat über die verschiedensten Detektoren mit verdünnten Gasen. C. Tissot, El. 58, 729. 1907. ETZ 1908, 172.
- ²⁶⁶⁾ A. Wehnelt, Ann. Phys. 19, 153. 1906.

- ²⁶⁷⁾ H. Brandes, ETZ 1906, S. 1015.
- ²⁶⁸⁾ Jahrb. 3, 429. 1910 und Q. Majorana, Jahrb. 2, 347 ff. 1909.
- ²⁶⁹⁾ P. Ludwig, Jahrb. 3, 411. 1911 (elektrolyt. Zelle); G. W. Pierce, Jahrb. 3, 498. 1910. El. Review 28, 56 ff. 1909. El. 64, 183 ff. 1909 (elektrolyt. Zelle). El. 64, 425. 1909 (Kristalldetektoren). K. Bangert, Phys. Zeitschr. 11, 123 ff. 1910 (Bleiglanzdetektor). L. W. Austin, Bullet. Bur. Stand. 5, Nr. 1. 1908. W. H. Eccles, El. 65, 735. 1910. El. 66, 166 ff. 1910.
- ²⁷⁰⁾ Vgl. dazu C. Tissot, Electrician 58, 730. 1907; 60, 25. 1907. J. A. Fleming¹⁾.
- ²⁷¹⁾ Apparate oder Anordnungen zur Prüfung von Detektoren, z. B.: J. A. Fleming und G. B. Dyke, El. 63, 216. 1909. P. Jégou, ETZ, 720. 1908. — Über den technischen Detektorprüfapparat der Ges. f. drahtl. Tel. vgl. Jahrb. 6 (noch nicht erschienen).
- ²⁷²⁾ Jahrb. 4, 212 ff. 1910.
- ²⁷³⁾ Graf von Arco¹⁶⁰⁾. G. Eichhorn, Jahrb. 5, 301 ff. 1911. Andere Vorschläge für Lautverstärkung P. Jégou, l'Electricien 37, 129. 1910. Henry, l'Electricien 38, 11. 1910.
- ²⁷⁴⁾ Phys. Zeitschr. 13, 38. 1912.
- ²⁷⁵⁾ Näheres darüber bei H. Simon, Jahrb. 2, 409 ff. 1909.
- ²⁷⁶⁾ Broschüre Nr. 12 der Ges. f. drahtl. Tele. — Kapillarrelais von Armstrong-Orling, ETZ 1906, S. 385. Ein ähnliches war schon von M. Cantor 1900 konstruiert worden.
- ²⁷⁷⁾ Graf von Arco¹⁶⁰⁾. G. Eichhorn, Jahrb. 4, 405 ff. 1911. Vgl. ferner ETZ 32, 776. 1911. — Über den Vorschlag von C. Lorenz, eine Selenzelle zu verwenden vgl. Jahrb. 3, 622. 1910.
- ²⁷⁸⁾ J. Taylor, El. 41, 278 ff. 1911. Grunicke, ETZ 32, 64. 1911. Th. Baker, ETZ 32, 696. 1911 und El. 67, 363. 1911.
- ²⁷⁹⁾ Vgl. El. 54, 825. 1905. 63, 908. 1909. l'Electricien 39, 93. 1910. Jahrb. 4, 524. 1911. ETZ 32, 1164. 1911.
- ²⁸⁰⁾ Marconi verwendet bei seinen Stationen zum Teil den sogenannten „earth arrester“, im wesentlichen zwei Metallplatten in sehr kleinem Abstand, die in die Erdleitung der Antenne eingeschaltet sind und parallel zu denen das Empfangssystem liegt. Sobald gesandt wird, bildet der zwischen ihnen entstehende Funken einen Kurzschluß und das Empfangssystem ist dadurch nahezu ausgeschaltet. Sobald das Senden aufhört, ist das Empfangssystem eingeschaltet. Vgl. E. Nesper¹⁹¹⁾.
- ²⁸¹⁾ G. O. Squier, Electrician 54, 836 f. 1905. 55, 453. 1905.
- ²⁸²⁾ Vgl. zum folgenden: R. Rüdberg, Ann. Phys. 25, 446. 1908. Vgl. auch H. Barkhausen, Jahrb. 2, 40. 1908. 5, 261. 1912.
- ²⁸³⁾ Erskine-Murray¹⁾. Dort auch Abbildungen ausgeführter Apparate von Lodge-Muirhead.
- ²⁸⁴⁾ F. Braun, D.R.P. 136 641 (1901).
- ²⁸⁵⁾ F. Kiebitz, ETZ 33, 132. 1912. K. Bangert, Phys. Zeitschr. 11, 123 ff. 1909.
- ^{285 a)} Anordnungen, um die beiden Koppelungswellen auszunutzen, sind von den verschiedensten Seiten vorgeschlagen worden. J. A. Fleming (El. 63, 333. 1909) will z. B. eine Anordnung wie diejenige von Fig. 391 verwenden; aber der eine Teil soll auf die eine, der andere Teil auf die andere Welle abgestimmt

sein. Die Ströme der beiden Detektoren wirken auf dasselbe Telephon, das zu diesem Zweck zwei Wicklungen besitzt. — Praktisch ist wohl keine derartige Anordnung benutzt worden.

²⁸⁶⁾ H. Riegger, Jahrb. **6** (noch nicht erschienen). — Zur Theorie von drei sehr lose gekoppelten Systemen vgl. B. Macků, Jahrb. **4**, 188. 1911. P. O. Pedersen, Jahrb. **3**, 283. 1910. **4**, 449. 1911. F. Müller, Jahrb. **6**, 13. 1912.

²⁸⁷⁾ ETZ **33**, 376. 1912.

²⁸⁸⁾ L. W. Austin, Bullet. Bur. of Standards **7**, 301. 1911.

²⁸⁹⁾ M. Wien, Ann. Phys. **8**, 696. 1902. — Versuche von L. Mandelstam und H. Brandes auf den Straßburger Forts im Sommer 1902.

²⁹⁰⁾ R. Fessenden, El. Review **59**, 77 ff. 1906. Electrician **62**, 172. 1908. **65**, 314 ff. 1910. — Die Verwendung mehrerer Kondensatorkreise im Empfänger zur Erhöhung der Resonanzschärfe ist von J. S. Stone und der Marconi-Gesellschaft vorgeschlagen worden (Electrician **62**, 171. 1908).

²⁹¹⁾ F. Braun, Rektoratsrede. Straßburg 1905.

²⁹²⁾ Graf von Arco, ETZ **31**, 506 ff. 1910. Jahrb. **4**, 79 ff. 1910.

²⁹³⁾ Über atmosphärische Störungen vgl. J. Erskine-Murray, Jahrb. **5**, 108. 1911. P. Schwarzhaupt, El. **65**, 820. 1910. J. E. Taylor, El. **66**, 1022. 1911. W. H. Eccles und H. M. Airey, Proc. Royal. Soc. **85**, 145. 1911. A. Esau, Phys. Zeitschr. **12**, 798. 1912. F. G. Loring, El. **67**, 27. 1911. M. Dieckmann ¹⁵¹⁾.

²⁹⁴⁾ Vgl. J. Erskine-Murray¹⁾. El. **68**, 465. 1911.

²⁹⁵⁾ Vgl. Jahrb. **4**, 404. 1911.

^{295 a)} Bei dem „reducteur d'interférence“ des Balsillie-Systems (Lum. él. **9**, 404. 1910) ist ein Kondensatorkreis hoher Dämpfung mit der Antenne gekoppelt. Er wird auf die Frequenz der störenden Station abgestimmt und soll die durch dieselbe hervorgerufenen Schwingungen im Empfänger absorbieren.

²⁹⁶⁾ l'Electricien **41**, 278. 1911.

^{296 a)} R. Fessenden, El. Review **59**, 38. 1906.

²⁹⁷⁾ A. Blondel, Compt. rend. **130**, 1383. 1900.

^{297 a)} M. Wien, Phys. Zeitschr. **13**, 1034. 1912.

²⁹⁸⁾ Anders Bull, Electrician **54**, 142. 1904. — Über den Hovland-apparat vgl. Jahrb. **5**, 394. 1912.

²⁹⁹⁾ E. Nesper, Jahrb. **4**, 534 ff. 1911.

³⁰⁰⁾ Jahrb. **1**, 430. 1908. **2**, 419. 1909.

³⁰¹⁾ Über Tikker und Tikkerschaltungen vgl. Jahrb. **1**, 144. 1907. E. Nesper, Jahrb. **4**, 317, 547. 1911. H. Mosler, ETZ **32**, 1027. 1911. F. Kiebitz, ETZ **33**, 132. 1912.

³⁰²⁾ Jahrb. **5**, 113. 1911.

³⁰³⁾ L. W. Austin, Phys. Zeitschr. **12**, 867. 1912.

³⁰⁴⁾ Electrician **59**, 985. 1907. Electr. Review **60**, 251 ff., 329, 368, ff. 1907. — Bericht von de Forest über Versuche damit in Electrician **60**, 135. 1907.

³⁰⁵⁾ R. Goldschmidt, El. **68**, 464. 1911. Jahrb. **6** (noch nicht erschienen).

³⁰⁶⁾ Vgl. E. Bellini, Jahrb. **2**, 381 ff. 1909 und L. H. Walter, El. **64**, 790 ff. 1910. Dort sind eine große Anzahl von Fernwirkungscharakteristiken berechnet und gezeichnet.

³⁰⁷⁾ Versteht man unter r den Abstand des Punktes P von O (Fig. 405), so

ist unter den Annahmen von Fig. 406 das Feld der Antenne B im Punkte P von der Form

$$= E_0 \sin \left(\omega t - \frac{2 \pi r}{\lambda} + \frac{\varphi}{2} \right),$$

dasjenige der Antenne A von der Form

$$= E_0 \sin \left(\omega t - \frac{2 \pi r}{\lambda} - \frac{\varphi}{2} - \psi \right),$$

demnach das resultierende Feld

$$\begin{aligned} E_r &= E_0 \left\{ \sin \left(\omega t - \frac{2 \pi r}{\lambda} + \frac{\varphi}{2} \right) + \sin \left(\omega t - \frac{2 \pi r}{\lambda} - \frac{\varphi}{2} - \psi \right) \right\} \\ &= 2 E_0 \cos \frac{\varphi + \psi}{2} \cdot \sin \left(\omega t - \frac{2 \pi r}{\lambda} - \frac{\psi}{2} \right). \end{aligned}$$

Daraus folgt für die Amplitude des resultierenden Felds:

$$E_{r0} = 2 E_0 \cos \frac{\varphi + \psi}{2} = 2 E_0 \cos \left[\frac{\pi d}{\lambda} \cos \vartheta + \frac{\psi}{2} \right].$$

Diese Bezeichnung bestimmt die Fernwirkungscharakteristik.

³⁰⁸⁾ Vgl. J. A. Fleming¹⁾. S. G. Brown, Engl. Pat. 14 449 (1899). A. Blondel⁴¹⁾ und Lum. él. **16**, 7, 131. 1911.

³⁰⁹⁾ Über die Anordnungen von Bellini und Tosi vgl. Jahrb. **2**, 239 ff., 381 ff., 511 ff., 609 ff. 1909. **3**, 571 ff., 595 ff. 1910. — Société internationale des électriciens. Extrait du Bulletin (2) **8**, Nr. 80. El. **65**, 861. 1910. **67**, 66, 1911.

³¹⁰⁾ Jahrb. **2**, 190 ff. 1909.

³¹¹⁾ F. Braun, Jahrb. **1**, 1. 1907. Electrician **57**, 222 ff., 244 ff. 1906.

³¹²⁾ Lum. él. (2) **13**, 227 ff. 1911.

³¹³⁾ L. Mandelstam und N. Papalexi, Phys. Zeitschr. **7**, 303. 1906. Vgl. auch A. Jollos, Diss. Straßburg 1907 und M. Dieckmann, Diss. Straßburg 1907.

³¹⁴⁾ Proc. Royal. Soc. **77**, 413. 1906. Electrician **57**, 100. 1906. — Angaben über die transatlantischen Stationen in Clifden und Glace Bay: Electrician **60**, 883. 1908. — Nach F. Galliot (Electrician **57**, 183. 1906) sollen ähnliche Versuche schon 1900 von Garcia gemacht worden sein. — Ein gerichteter Sender mit einem vertikalen Teil und einem nur nach einer Seite ausgespannten Erdnetz ist von K. E. F. Schmidt (Phys. Zeitschr. **8**, 5. 1908) vorgeschlagen worden. Versuche über die verschiedensten Antennen mit horizontalen Teilen bei F. Kiebitz, Ann. Phys. **32**, 941. 1910.

³¹⁵⁾ Monckton, Radiotelegraphy S. 144.

³¹⁶⁾ Diss. München 1911. Jahrb. **5**, 14 ff., 188 ff. 1911.

³¹⁷⁾ Daß horizontale Antennen an gerichtete Empfänger brauchbar sind, hatte de Forest schon 1901 angegeben. Vgl. J. A. Fleming¹⁾, G. W. Pickard, Electrician **59**, 564. 1907. — Über die Wirkung der geknickten Marconiantenne als Empfänger vgl. J. Zenneck, Phys. Zeitschr. **9**, 50 ff. 1908.

³¹⁸⁾ Über Erdantennen und ihre Geschichte vgl. L. Zehnder, Jahrb. **5**, 594. 1912. F. Kiebitz, Verhandl., Jahrb. **5**, 360. 1912. **6**, 1. 1912. Vgl. auch ETZ **33**, 139. 1912. El. **68**, 936, 978, 1020. 1912. F. Braun, Jahrb. **5**, 586. 1912.

³¹⁹⁾ L. W. Austin (Jahrb. **5**, 419. 1912) gibt an, daß die in Brant Rock gemessene Energie der Wellen von Clifden größer sei, als sie der Höhe einer symmetrischen Antenne in Clifden und der in Clifden verwendeten Energie entsprechen würde. — Doch sind die Voraussetzungen seiner Rechnung ziemlich unsicher.

³²⁰⁾ J. E. Taylor²⁹³⁾ hebt von Anordnungen, die ähnlich denjenigen von Bellini und Tosi waren, besonders ihre Störungsfreiheit hervor.

³²¹⁾ Statt die Stellung des Empfängers für maximale oder minimale Lautstärke festzustellen, kann man auch die Stromeffekte, die zwei Empfänger im Detektorkreis liefern, messen und aus ihrem Verhältnis die Richtung des Senders bestimmen. Vgl. El. 65, 898. 1910 und A. Blondel³⁰⁸⁾ und Jahrb. 2, 190 ff. 1909.

³²²⁾ l'Electricien 39, 177. 1910. P. Brenot, Lum. él. (2) 11, 174. 1910.

³²³⁾ El. 64, 833. 1910.

³²⁴⁾ Vgl. Broschüre der Ges. f. drahtl. Tel.: „Telefunkenkompaß“.

^{324 a)} A. Artom, El. 69, 370. 1912.

³²⁵⁾ Zusammenfassende Darstellungen: E. Ruhmer, Drahtl. Tel. (Berlin 1907). W. H. Eccles, El. 62, 212 ff. 1908. G. Eichhorn, Techn. Mitteilungen, Heft 25. Zürich 1908. R. A. Fessenden, El. 59, 985 ff. 1907. El. Review 60, 251 ff., 329 ff., 368 ff. 1907. El. 61, 441, 787, 828, 867. 1908. E. Nesper, Jahrb. 3, 83 ff. 1909. — Demonstrationsapparate E. F. Huth, Jahrb. 3, 511. 1910. — Zur Theorie der drahtl. Telephonie vgl. P. O. Pedersen, Jahrb. 5, 449. 1912.

³²⁶⁾ A. F. Collins, Jahrb. 4, 211. 1911. El. 64, 850. 1910. ETZ 32, 835. 1911. M. Colin und R. Jeance, El. 63, 511. 1909. W. Dubilier, El. 67, 739, 931. 1911. l'Electricien 41, 231. 1911.

³²⁷⁾ Jahrb. 5, 237. 1912. Vgl. auch de Forest, Jahrb. 3, 404. 1910.

³²⁸⁾ E. Nesper³²⁵⁾.

³²⁹⁾ Vgl. G. Seibt, Jahrb. 3, 202. 1909. C. Tissot, C. R. 149, 281. 1909. Jahrb. 3, 189. 1909.

Bezeichnet J den Strom in der Antenne, \mathcal{E} die auf dieselbe wirkende EMK, \mathfrak{R} den Widerstand des Mikrophons oder äquivalenten Widerstand des Mikrophonkreises, \mathfrak{R}_a den wirksamen Widerstand der Antenne, so ist (extrem lose Koppelung und Abstimmung zwischen Primärkreis und Antenne vorausgesetzt)

$$J_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\mathfrak{R} + \mathfrak{R}_a}$$

$$dJ_0 = - \frac{\mathcal{E}_0}{(\mathfrak{R} + \mathfrak{R}_a)^2} \cdot d\mathfrak{R} = - \frac{\mathcal{E}_0}{\mathfrak{R}_a} \cdot \frac{\mathfrak{R}/\mathfrak{R}_a}{\left(1 + \frac{\mathfrak{R}}{\mathfrak{R}_a}\right)^2} \cdot \frac{d\mathfrak{R}}{\mathfrak{R}}.$$

Bei einem bestimmten Wert von $\frac{d\mathfrak{R}}{\mathfrak{R}}$ d. h. bei einer bestimmten relativen Änderung des Mikrophon-Widerstandes wird dies ein Maximum für $\mathfrak{R} = \mathfrak{R}_a$.

³³⁰⁾ ETZ 33, 205, 242. 1912.

³³¹⁾ Q. Majorana, l'Electricien 37, 257. 1909. Lum. él. (2) 11, 246 ff., 275 ff. 1910.

³³²⁾ El. 65, 560 ff. 1910.

³³³⁾ Jahrb. 1, 420 ff. 1908.

³³⁴⁾ Jahrb. 2, 243. 1909 (Amalgamated Radiotel. Co.).

³³⁵⁾ O. Scheller, Jahrb. 3, 533. 1910.

³³⁶⁾ Graf von Arco, Jahrb. 4, 79 ff. 1910.

³³⁷⁾ Die Methode von A. Meißner besteht im wesentlichen im folgenden. Man verwendet eine Reihe von in Serie geschalteten Funkenstrecken, deren Anzahl und Abstände so gewählt sind, daß die Spannung der Maschine bzw. des

Transformators nicht ausreicht, um sie zu durchschlagen. Wird aber ein Teil dieser Funkenstrecken durch eine „Hilfszündung“ durchschlagen, so setzt die Entladung durch alle Funkenstrecken ein.

Bei Gleichstrombetrieb ermöglicht diese Methode ein absolut regelmäßiges Einsetzen der Entladungen. Sie stellt für diesen Zweck ein wesentlich einfacheres Mittel als eine rotierende Funkenstrecke dar und bleibt auch für ganz niedere Spannungen anwendbar. Vgl. ³⁴⁴⁾.

³³⁸⁾ V. Poulsen, Jahrb. 2, 419. 1909.

³³⁹⁾ S. Eisenstein, Jahrb. 2, 417. 1909. H. Rein, Jahrb. 4, 196. 1911.

³⁴⁰⁾ Jahrb. 5, 118. 1911. D.R.P. 227 989 (1910).

³⁴¹⁾ D.R.P. 245 445 (1912).

³⁴²⁾ J. Zenneck, Wied. Ann. 69, 858. 1899. — Dieselbe Methode ist später Gegenstand eines nordamerikanischen Patents von H. Shoemaker und H. Clyde Snook (Nr. 736 884. 1903) geworden.

³⁴³⁾ D.R.P. 149 761 (1902).

³⁴⁴⁾ Graf von Arco, Vortrag auf der Naturforscherversammlung in Münster 1912.

³⁴⁵⁾ J. Zenneck, Phys. Zeitschr. 13, 953. 1912.

³⁴⁶⁾ Über den Wirkungsgrad der Stationen in der drahtlosen Telegraphie von den verschiedensten technischen und kommerziellen Gesichtspunkten aus vgl. J. Erskine-Murray, Lum. él. 16, 331, 1911.

³⁴⁷⁾ C. Tissot und F. Pellin, Jahrb. 2, 525. 1909. C. Tissot, El. 67, 333. 1911. P. Brenot, Lum. él. (2) 12, 368. 1910. G. Eichhorn, Jahrb. 4, 642 ff. 1911.

³⁴⁸⁾ Jahrb. 4, 216, 417. 1911.

³⁴⁹⁾ P. Brenot, Lum. él. (2) 12, 387 ff. 1910. C. Tissot, Jahrb. 4, 618 ff. 1911.

³⁵⁰⁾ G. Rempp, Versuche in Straßburg i. Els. Vgl. auch El. 65, 131. 1910. — Über andere Verwendungsarten in der Meteorologie vgl. Jahrb. 2, 529. 1909. 3, 581. 1910.

³⁵¹⁾ Kurven zur Bestimmung der Wellenlänge aus Kapazität und Selbstinduktion bei W. W. Massie, El. 57, 826. 1906.

³⁵²⁾ Neuere Arbeiten über die statische Charakteristik von Lichtbogen mit verschiedenen Elektroden und Gasen: W. L. Upson, El. 59, 60 ff., 90 ff. 1907. H. Th. Simon, Phys. Zeitschr. 8, 471 ff. 1907. C. E. Guye und L. Zébrinkoff, Phys. Zeitschr. 8, 703. 1907. Heubach, ETZ 13, 460. 1892. — Zusammenstellung: Das elektrische Bogenlicht von E. Rasch (in „Die Elektrotechnik in Einzeldarstellungen“). Braunschweig 1910.

³⁵³⁾ Vgl. Anm. ⁴⁴⁾ und ⁴⁵⁾. A. Esau, Jahrb. 5, 212, 378. 1912. Esau bringt unter anderem die Strassersche Formel auf die einfache Form:

$$L = 4 \pi r n \left\{ \log \operatorname{nat} \frac{r}{\rho} + 0,333 + S \right\}$$

und gibt für S, das nur von $\frac{l}{2r}$ und von n abhängt, Tabellen.

³⁵⁴⁾ EMS 409 ff.

³⁵⁵⁾ Vgl. auch L. Austin, Jahrb. 6 (noch nicht erschienen), wo auch die Maximalbelastungen von Konstantan-, Manganin-, Platin- und Kupferdrähten angegeben sind.

Namen- und Sachregister.

A.

Abgestimmte Telegraphie 371 ff. 394 ff.
Abraham, M., Feld des linearen Oszillators 34. 38.
 — Theorie der Elektrizität 488 f.
 Abreißen von Funken 20. 141. 148.
 Abreißfunkenstrecke 244.
 Abschirmversuche für gerichtete Telegraphie 409.
 Adsorption der Wellen durch die Erdoberfläche etc. 298 ff.
 Abstimmen, Abstimmung 103.
 Abstimmkondensatoren 198.
 Abstimmstärke 365. 377. 381 ff.
 Abstimmungspulen 198. 381. 459.
Adelmann, L. und *Hahnemann, W.* 487.
 Adsorption von Ionen 116.
 Aequivalenter Widerstand eines geschlossenen Stromkreises 102. 144.
Airey, H. M. und *Eccles, W. H.* 505.
 Akustische Resonanz 348 ff. 356 f. 397.
Alexanderson, E. F. W. 252.
Algernissen, J. 491.
 Amplitude 16.
 Amplitudenkurve 15.
 — bei Kondensatorkreisen ohne Funkenstrecke 15.
 — — — mit Funkenstrecke 17.
Anderle, A. 486.
Anderson, H. 486.
 Anfangsamplitude 16.
 Anruf, Anrufapparat 358.
 Antennen 179 ff. 459.
 — für gerichtete Telegraphie 410 ff. 427 ff.
 — mit verminderter Strahlungsdämpfung 197.
 — mit verstärkter Endkapazität 181.
 — geknickte Marconi — 427 ff.
 — horizontale — 437.
 — künstliche — 201.
 — Dämpfung von — 198.
 — wirksame Kapazität von — 195 f.
 — wirksamer Selbstinduktionskoeffizient von — 196.
 Antikohärer 333.

Arco, G., Graf von —, Angaben über Telefunkenstationen 199. 496 ff.
 — Anruf, Tonverstärker 504.
 — Doppelempfang bei derselben Wellenlänge 505.
 — Empfangsschaltungen 374.
 — Empfindlichkeit von Detektoren 345.
 — Hochfrequenzmaschine 259. 456. 499.
 — Transformation der Frequenz 456 f.
Armstrong-Orling 504.
Arnö, R. 329. 492.
Artom, A., Ortsbestimmung durch drahtlose Telegraphie 442. 507.
 Atmosphäre, Einfluß auf die Ausbreitung der Wellen 313.
 Atmosphärische Störungen und Mittel dagegen 390. 392. 399.
 Audion 340. 452.
 Aufnahme von Telegrammen, Aufnahmeapparate 346 ff.
 Ausbreitung der Wellen längs der Erdoberfläche 294 ff.
Austin, L. W., Detektoren und Messungen damit 325 f. 492. 503 f.
 — drahtlose Telephonie 444.
 — gekoppelte Empfänger 505.
 — Kondensatoren bei Hochfrequenz 487.
 — Messungen an Antennen 497.
 — Messungen über die Ausbreitung der Wellen 307. 317. 321. 501. 506.
 — rotierender Tikker 403.
 — Sprühen der Kondensatoren 167.
 — Station Brant Rock 496.
 — Thermoelement 91.
 — Widerstandsdrähte 508.
 Automatischer Taster 241.
Ayrton, H. 470.

B.

Badische Anilin- und Sodafabrik, Löschfunkenstrecke 222.
Baker, Th. 504.
Balsillie-System 245. 505.
Bangert, K., Detektoren 504.
 — Empfängerschaltungen 504.
Barkhausen, H., Funkenwiderstand 19.

- Barkhausen, H.*, Lichtbogenmethode für ungedämpfte Schwingungen 273. 278. 500.
 — Strahlungswiderstand von Antennen 489.
 — Wirkung der Empfänger 504.
Barreca, P., Strahlung von offenen Oszillatoren und Antennen 489.
 — Erdwiderstand 497.
Barretter 87. 93. 324.
 Bäume als Empfangsantennen 310.
Beggerow, H., Luftschiffantenne 193.
 Belastung von Kondensatoren 26.
Bellini, E., Fernwirkungscharakteristiken 505.
Bellini, E., und *Tosi, A.*, Anordnungen für gerichtete Telegraphie 417 f. 440 ff.
Benischke, G. 494.
 Berge, Einfluß auf die Ausbreitung der Wellen 308.
Bethenod, J., wirksamer Widerstand von rechteckigen Drähten und Bändern 490.
 — Resonanzinduktor 494.
 Betriebssicherheit von Detektoren 359.
Bierlein, W. 493.
 Bilateraler Sender für gerichtete Telegraphie 415.
Birkeland, K. 500.
Bjerknes, V., lose Koppelung von Oszillatoren 102.
 — Resonanzmethode 136. 141.
Black, Th. P. 490.
Blanc, A. 503.
Blondel, A., Antenne mit verstärkter Endkapazität 489.
 — Bedeutung der oberen Atmosphärenschichten 502.
 — Die Wellen der geerdeten Antenne 501.
 — Lichtbogengenerator 499.
 — mechanische Abstimmung 398.
 — Sender für gerichtete Telegraphie 416 f. 507.
 — Tonsender 453.
 — Untersuchungen über die Lichtbogenmethode 273. 281.
Boas, H., Glimmlichtoszillograph 5.
 — Kohärer 331.
 — Kondensatoren 73 f. 167.
 — Löschfunkenstrecke 113.
 — Resonanzinduktor 234. 494.
 — rotierender Spiegel für hohe Tourenzahl 4.
 Bolometer 87. 93. 324.
 Boulogne, Station für gerichtete Telegraphie 422.
Brandes, H., Dekrementbestimmung 139.
 — Thermoelement 90. 93. 491.
 — Wirkungsweise der Detektoren 340.
Brandes, H. und *Mandelstam, L.*, Koppelung für abgestimmte Telegraphie 387.
Branly 330.
Brant Rock-Station 182. 196.
Braun, F., Braunsche Röhre 2. 273.
 — Braunschener Sender 207. 247 ff.
 — Dreifacher Empfang an derselben Antenne 505.
 — Empfängerschaltung 373.
 — Energieschaltungen 211.
 — Erdantennen 506.
 — funkenloser Taster 240.
 — gerichtete Telegraphie mit mehreren Antennen 423.
 — — — schiefen Antennen 436.
 — Hitzdraht-Luftthermometer 87.
 — Psilomelandetektor 337.
Bredow, H., 496 f.
Brenot, P., drahtlose Längenbestimmungen 508.
 — drahtlose Zeitsignale 508.
 — Eiffelturmstation 490.
 — Frequenzmesser von Ferrié 491.
 — Geschichte des Resonanzinduktors 494.
 — Lichtbogengenerator von Blondel 499.
 — Versuche mit Anordnungen von Bellini u. Tosi 436.
Brion, B. G. 498.
Brown, S. G., Detektor 337.
 — Sender für gerichtete Telegraphie 416.
 — Telephonrelais 349.
Brylinsky, Widerstand bei Schwingungen 490.
Bull, A. 399.
Burstyn, W., Erdströme, Erdwiderstand 497.
 — rotierende Funkenstrecke 498.
 — Tasteranordnung 498.
 — Vieltonsender 271.
- G.**
- Campbell, A.* 495.
Cantor, M. 504.
Castelli, Quecksilberkohärer 332.
Chaffee, E. L. 219. 486.
Chambers, F. J. 448.
 Charakteristik der Detektoren 340 ff.
 — der Fernwirkung 406. 411 ff.
 — des Lichtbogens 273 ff.
 Clifden vgl. Transatlantische Stationen.
Clyde, H. 508.
Coffin 471.
Cohen, B. S. 89. 491.
Cohen, L., Theorie gekoppelter Systeme 493.
 — wirksamer Widerstand von Spulen 490.
Cohn, E. 486.

Colin, M., und Jeance, R. 445.
Collins, A. F. 445.
Corbino, O. M., Hochfrequenzmaschine
 499.
 — Lichtbogenmethode 500.
Cullercoats 265. 362.

D.

Dämpfung 6.
 — von Antennen 198 ff.
 — von Kondensatorkreisen 11 ff.
 Dämpfungsursachen 13. 49. 202.
 Dekrement, Joulesches 16. 198.
 — lineares 17.
 — logarithmisches 16.
 — Messung des —s 136. 141 ff. 150 ff.
 160.
 — Schwingungskurven für verschiedene
 Dekremente 467.
 Dekremeter der Marconi-Gesellschaft
 151.
 Depeschengeheimnis 394. 404.
 Detektoren 324 ff.
 — als Strommesser 94.
 — elektrolytische 333 f.
 — magnetische 327.
 — thermische 324.
 — Empfindlichkeit, Prüfung der — 345.
 — Wirkungsgrad der — 343.
 — Wirkungsweise der — 338 ff. 343 ff.
 Detektorkreis im Empfänger 372. 375.
 450.
Dieckmann, M., Drahtlose Telegraphie
 mit Luftschiffen 497.
 — Messungen mit der Methode von
 Mandelstam und Papalexi 506.
 Dielektrizitätskonstante, Bestimmung
 der — 134.
 — von Erden etc. 297.
 Dielektrische Hysteresis, — verluste 25.
 163.
Diesselhorst, H., Aufnahmen mit dem
 Glimmlichtoszillographen 6. 107. 493.
 — Frequenz von Kondensatorkreisen
 486. 495.
 Diffusion von Ionen 116.
 Direkte Schaltung, — Koppelung 96,
 207 ff. 373.
Doenitz 153.
Dolezalek, F. 60.
 Doppelantennen 411.
 Doppelpfanz 390 ff.
 Doppelkegelantenne 181. 200.
Dorn, E. 130.
Dowse, C. M. 491.
 Drehkondensatoren 71.
 Drosselspulen für Hochfrequenz 78. 348.
 388.
 — in der Speiseleitung 231 ff. 236.

Drude, P., gekoppelte Systeme 107 ff.
 — Schwingungen von Spulen 488.
Dubilier, W. 444.
Ducrotet, F. und Roger, E., Kondensatoren 213.
 — — — Versuche mit gekoppeltem Sender 207.
 — — — rotierende Funkenstrecke 241 f.
Duddell, W., Lichtbogenmethode 261. 273.
 500.
 — Thermogalvanometer 91. 325.
 — ungedämpfte Schwingungen 499.
 — und *Taylor, J. E.,* Versuche über
 die Ausbreitung der Wellen 310. 321.
 325.
Dunwoody 337.
 Durchschlagsspannung 79. 274. 477.
Dyke, G. B., und Fleming, J. A. 487. 504.
 Dynamische Charakteristik des Lichtbogens 275.
 Dynamometer 161.
 Dynamometereffekt 156 ff.

E.

Earth arrester 504.
Ebert, H. 502.
Eccles, W. H., Detektoren 333. 342 ff.
 503 ff.
 — drahtlose Telephonie 507.
 — Einfluß der Sonnenfinsternis 502.
 — und *Airey, H. M.,* atmosphärische
 Störungen 505.
 — und *Mackower, A. J.,* Löschfunken-
 sender 498.
Edelmann, Prof. Dr., und Sohn 353.
Edwards, W. 490.
 Effektiver Widerstand 58.
Eger, F. 495.
Egner, C., und Holmstroem, J. G. 448.
Eichhorn, G., Stoßerregung 217.
 — drahtlose Telephonie 507.
 — Mitteilungen aus der Praxis 504 ff.
Eickhoff, W., Funkendämpfung 487.
 — Spitze an Funkenstrecken 148.
 — Sprühen von Kondensatoren 164.
 Eiffelturmstation 59. 196.
 Eigenschwingungen 3. 103.
 — von Kondensatorkreisen 1 f.
 — von offenen Oszillatoren, Antennen
 30 ff. 195 ff.
 — von Spulen 40.
 Einfachantenne 179. 200.
Eisenstein, S., Funkenstrecke für Stoß-
 erregung 218.
 — rotierende Funkenstrecke 498.
 — Tonsender bei ungedämpften Schwin-
 gungen 507.
 Elektrische Koppelung 98.
 Empfänger, Empfangssystem 363 ff.

- Empfänger, allgemeine Beziehungen für — 363 ff. 381 ff.
 — für abgestimmte Telegraphie 371.
 — für Telephonie 448 ff.
 — für ungedämpfte Schwingungen 399ff.
 Empfindlichkeit von Detektoren und Tikker 345 f. 359. 402.
 Energiemengen in der drahtlosen Telegraphie 458.
 Energiemessung 236 ff.
 Energieumsatz bei Schwingungen 8. 11. 47.
 Entionisierung einer Funkenstrecke 117.
 Entladestadium 279.
 Entladeverzögerung 79. 245 ff.
 Entladungsanalysator 84.
 Entladungsspannung 79. 274. 477.
 Entladungszahl 83. 250. 454.
Epstein, P., Wellen an der Erdoberfläche 300.
Epstein, J., Transformation der Frequenz 456.
Erb, F. 501.
 Erdantennen 437.
 Erdnetz 188.
 Erdoberfläche, Bedeutung für die Ausbreitung der Wellen 294 ff.
 Erdströme 188 ff. 199.
 Erdung von offenen Oszillatoren, Antennen 55. 186 ff. 323.
 Erdwiderstand 188 ff. 204.
 Erregerkreis des Braunschen Senders 207.
 Erschütterungen, Wirkung auf Detektoren 360.
Erskine-Murray, J., Lehrbuch 486 ff.
 — Strahlungswiderstand von Antennen 202.
 — Ursache der atmosphärischen Störungen 505.
 — Wirkungsgrad einer Station 508.
 Erzwungene Schwingung 102.
Esau, A., Selbstinduktionskoeffizient von Spulen 472. 508.
 — Spannungsknoten an offenen Oszillatoren (Antennen) 488.
 — wirksame Kapazität usw. von Antennen 497.
 — wirksamer Widerstand usw. von Spulen 490.
Espinosa de los Monteros, A., Löschfunkenstrecken 113. 118. 494.
 — Meßinstrumente für Hochfrequenzströme 491.
 Exponentialkurve 15.
 Extrem lose Koppelung 98.
- F.**
- Feddersen, W.* 4.
 Feld eines offenen Oszillators 33. 43.
 Fernwellenmesser 395.
 Fernwirkung offener Oszillatoren und Antennen 43 ff. 187.
 Fernwirkungscharakteristik 406.
 — von mehreren Antennen 411 ff.
 — der geknickten Marconiantenne 428. 432.
Ferrié, elektrolytischer Detektor 334. 341.
 — Frequenzmesser 77.
 — rotierende Funkenstrecke 498.
Fessenden, R. A., Anordnung zur Geheimhaltung der Telegramme 388.
 — Barretter 89. 324.
 — drahtlose Telephonie 444.
 — elektrolytischer Detektor 335 ff.
 — Heterodynempfänger 403.
 — Hochfrequenzmaschine 252.
 — magnetischer Detektor 329.
 — Preßgaskondensatoren 68. 213. 490.
 — rotierende Funkenstrecke 242.
 — Telephonrelais 448.
 — Wasserstrahlantennen 180.
 Feste Koppelung 98. 105.
Fischer, C., Versuche über gekoppelte Systeme 108 ff. 168 ff. 495.
 — Messung der wirksamen Kapazität etc. von Antennen 196.
 — Messungen mit ungedämpften Schwingungen 495.
Fischer, K. 502.
Fitzgerald, F. 499.
 Flachspulen 60. 472.
Fleming, J. A., Einfluß der Ionisation der Atmosphäre 316.
 — Einfluß der Sonnenfinsternis 502.
 — Empfängerschaltungen 504.
 — Entladungsanalysator 84.
 — Gasdetektor, Glühlampendetektor 338 ff.
 — Kondensatoren bei Schwingungen 486.
 — Koppelungsgrad bei gekoppeltem Sender 211.
 — Lehrbuch 486 ff.
 — Luftgebläse bei Funkenstrecken 495.
 — Ölkondensator 67.
 — Schwingungen von Spulen 488.
 — Wellenmesser 150.
 — und *Dyke, G. B.*, Untersuchung von Isolatoren bei Schwingungen 487.
 — — — Prüfung von Detektoren 504.
 Flintglasflaschen, —kondensatoren 26.
 Flugzeuge, Aufnahme von Telegrammen in — n 361.
 Flüsse, Einfluß auf die Ausbreitung der Wellen 312.
Forest, de, Detektoren 334. 340.
 — Interferenz von Wellen 502.
 — Wellenmesser 150.
 Formfaktor eines offenen Oszillators, einer Antenne 45.

Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Wellen 32. 305.
 Fortschreitende Wellen 32. 36.
Franke, Wellenmesser 153.
 Frequenz 3.
 — von Kondensatorkreisen 6. 462.
 — von Lichtbogenschwingungen 283 ff.
 — von offenen Oszillatoren, Antennen 32. 185. 195.
 — von Spulen 40.
 — Transformation der — 455.
 — und Wellenlänge 466.
 Frequenzfaktor 10. 162.
 Frequenzmessung 3 ff. 77. 127 ff. 149 ff. 156 ff.
 Fritter, Frittröhre 329.
 Funke 2.
 — Bezeichnung 292.
 — Einfluß des Funkens auf die Frequenz 11.
 Funkendämpfung 19.
 Funkendekrement 19.
 Funkenkonstanten 18. 470.
 Funkenmikrometer 81.
 Funkenspannung 18. 470.
 Funkenstrecke 2. 215.
 — mit rotierenden Elektroden 241 ff.
 Funkenwiderstand 19.

G.

Galletti, R. C. 219.
Galliot, F. 506.
 Galvanische Koppelung 95 ff.
 Gangunterschied 410.
Garcia 506.
Gáli Béla, Barretter 89. 94. 324.
 Gebläse, Luft- 222. 286.
 — magnetisches — 222. 286. 288 ff.
 Gedämpfte Schwingungen 2.
 Geerdete Oszillatoren, Antennen 55. 186 ff.
 Gegengewicht 187.
 Geheimhaltung der Telegramme 388.
 394 ff. 404. 438 ff.
Gehrkescher Glimmlichtoszillograph 5. 486.
 Geißlerrohr als Indikator für elektrische Schwingungen 130.
Geitler, J. von — 493.
 Geknickte Marconiantenne 427 ff.
 Gekoppelte Systeme 95 ff. 168 ff.
 Gekoppelter Sender 207 ff. 247.
 Gerichtete Telegraphie 406 ff. 438 ff. 457.
Gerlach, W. 92.
 Geschlossener Oszillator, — Schwingungskreis 30.
Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, Anrufapparat 358 f.
 — Detektoren 326. 330. 335. 337.
 — Detektorprüfapparat 504.

Zenneck, Drahtlose Telegraphie. 2. Aufl.

Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, Doppelpfang, Mehrfachtelegraphie 391. 392.
 — Empfänger für ungedämpfte Schwingungen 401.
 — Empfängerschaltungen 373. 376.
 — Funkenstrecke 215.
 — Kondensatoren 68. 73.
 — Lautverstärker, Tonverstärker 348 ff.
 — Lichtbogengenerator 263.
 — Löschfunkensender 226 ff.
 — Löschfunkenstrecke 146. 223.
 — Relais 354.
 — Resonanzinduktor 232.
 — Saitenunterbrecher 217.
 — Schirmantenne 181.
 — Schreibempfang 356.
 — Station Nauen 78. 181. 196. 199. 213. 229. 234.
 — technische Ausführung von Stationen 199. 226 ff.
 — Telefunkenkompaß 443.
 — Variometer 65.
 — Wellenmesser 150. 218.
Giebescher Normalkondensator 67.
 Glace-Bay siehe Transatlantische Stationen.
Glaze, G., Koppelung ungedämpfter Schwingungen, Resonanzinduktor 123.
 — Formeln für Selbstinduktionskoeffizienten 490.
Glatzel, B., Luftgebläse bei Löschfunkenstrecken 218.
 — Quecksilberbogenlampe als Löschfunkenstrecke 494.
 — Wasserstofffunkenstrecke 223.
 Gleichrichter, Gleichrichtwirkung 338. 341. 344.
 Gleichstrombetrieb von Stationen 230. 235.
 Glimmlichtoszillograph 5.
Goldschmidt, R., Empfänger für ungedämpfte Schwingungen 404.
 — Hochfrequenzmaschine 255. 455.
 — Tonsender für ungedämpfte Schwingungen 454.
Goddard, R. H. 503.
Granquist, G. 500.
 Graphitkohärer 333.
Gray, A., Funkenloser Taster 240.
Grober, M. K. 495.
Grover, F. W. und *Rosa, E. B.* 490.
 Grundschwingung von offenen Oszillatoren 31.
 Grundwasser 190. 310.
Grunicke 504.
Guldenpennig, O. 501.
Guyau, A. 490.
Guye, C. E. und *Zelbrikoff, L.*, Lichtbogenkonstanten 470.

H.

- Hack, F.*, Feld des linearen Oszillators 34.
 — Ausbreitung der Wellen längs der Erdoberfläche 310.
Hahnemann, W., Funkendämpfung 456.
 — Rheostat für Hochfrequenz 490.
 — Schwungradschaltung 500.
 — und *Adelmann, L.*, Untersuchung von Kondensatoren 487.
 Harfenantenne 180.
Harms, F. 488.
Hartmann und Braun, Hitzdrahtinstrumente 86.
Henry, Tonverstärker 504.
Herrmann, K. 490.
Hertz, H., Frequenzmessung 127.
 — Feld des offenen Oszillators 488.
 — Hertzscher Sender 50.
 — Spiegelversuch 408.
 Heterodympfänger 403.
Heubach, Lichtbogenkonstanten 470.
Heydweiller, A., Energieverbrauch im Funken 18.
 — Schlagweite und Entladungsspannung 478. 491.
 Hilfselement 341. 347.
 Hilfszündung für Löschfunkensender 453.
Hills, S. H. 491.
Hirsch, R. 155.
 Hitzdraht-Luftthermometer 87. 93.
 Hitzdrahtinstrumente 86. 93.
 Hochfrequenzmaschinen 252. 444. 455.
 Hörempfang 346 ff. 361.
Hörschelmann, H. von, 430 ff.
Holmström, J. G. 448.
 Horizontale Antennen 437.
Hoeland 399.
 Hügel, Einfluß auf die Ausbreitung der Wellen 308.
Huth, E., Direkt zeigender Wellenmesser 155.
 — drahtlose Telephonie 507.
 — Kondensatoren 67.
 — Saitengalvanometer 354.
 Hydraulisches Mikrophon 448.
 Hysteresis, dielektrische 25. 163.
 Hysteresisdekrement 25.

I. J.

- Jackson, H. B.* 308.
Jacoviello, F. 500.
Jeance, R. 445.
Jéjou, P. 504.
Jervis-Smith, F. Preßgasfunkenstrecke 497.
 — Preßgaskondensator 490.
 Jigger 369 ff.
 Indikatoren für elektrische Wellen 324 ff.
 Indikatorkreis 129.

- Induzierte Ströme, Dämpfung durch — 29. 144. 199.
 Induktorresonanz 232.
 Interference preventer 389.
Jollos, A. 495. 506.
Jonas, G. 495.
 Ionisation der Atmosphäre, Einfluß auf die Wellen 315.
Isakow, L. 495.
 Isolation bei Hochfrequenz 81 f.
 — von Antennen 200.
Ives, J. E., Detektoren 334 f.
 — Wellenmesser 150.

K.

- Kaiser, J.* 493.
Kalähne, A. 493.
Kann, L., Dynamometereffekt 496.
 — Nullmethode zur Bestimmung des Dekrements 139.
 Kapazität an den Enden eines offenen Oszillators 50.
 — beim Lichtbogensender 268. 287.
 — Einheit der — 7.
 — Messung der — 134.
 — resultierende 7.
 — von Kondensatoren bei Schwingungen 10.
 — von Spulen 134.
 — wirksame — von offenen Oszillatoren, Antennen 49. 195.
 Karborunddetektor 337. 342 f.
 Kathodenstrahlröhre 2.
 Kegelantenne 181. 200.
Kempe, W. 491.
Kennelly, A. E. 502.
Kiebitz, F., Erdantennen 437.
 — Empfangsschaltung 504 ff.
 — Erdwiderstand 497.
 — Lichtbogengenerator 266.
 — Versuche über gerichtete Telegraphie 501. 506.
Kimura, S. 494.
Kinraide, T. B. 498.
Kintner, S. M., Bolometer 503.
 — Schlagweite und Spannung 491.
Kirchhoffsche Telegraphengleichung 488.
Klemenčič, Thermoelement 89.
 Klopfer 357.
 Knockroe 265. 267.
 Knoten (Stromknoten, Spannungsknoten) 32.
Koepsel, A., Drehkondensator 72.
 — Kohärer 7. 331 ff. 356. 359.
 Kohärer 329.
 Kohlekohärer 333.
 Kompaßsystem 441. 443.
 Kondensatoren in offenen Oszillatoren, Antennen 49. 195.

- Kondensatoren mit veränderlicher Kapazität 71 ff.
 — Sprühen der — 26. 164.
 — Verluste in — 25. 163 ff.
 — verschiedene Formen von — 66. 213.
 Kondensatorkreise, Eigenschwingungen von — n 1 ff.
 — Frequenz von — n 6. 462.
 — Wellenlänge von — n 6. 464.
 Koppelung, direkte 96.
 — elektrische, kapazitive 98.
 — feste 98.
 — galvanische 95.
 — induktive, magnetische 95.
 — lose 98.
 — von gedämpft schwingenden Systemen 105.
 — von ungedämpften Systemen 118.
 Koppelungsgrad 106. 479 ff.
 — beim Braunschen Sender 211 f.
 — beim Wienschen Sender 220.
 — kritischer 115. 178.
 Koppelungskoeffizient 98.
 Koppelungsschwingungen 105.
 Koppelungsvorrichtungen 99.
 Koppelungswellen 105.
 Korda 490.
 Kristalldetektoren 336 ff.
 Kritischer Koppelungsgrad 115. 178.
 Krümmung der Erdoberfläche, Einfluß auf die Wellen 305.
 Kurzschluß-Funkentrecke 245.
 Kurzschluß-Ring-Dynamometer 161.
 Kugelgestalt der Erde, Einfluß auf die Wellen 305.
- L.**
- Ladestadium bei der Lichtbogenmethode 279.
 Lahmeyer-Werke 456.
 Lange, H. 497.
 Lautverstärker 348 ff. 356. 398.
 Lebedew, P. 90.
 Lecher, E., Lechersches System 132, 193. 297.
 — Fortpflanzung der Wellen längs der Erdoberfläche 501.
 Leistungswiderstand 58.
 Leitungsverluste 200.
 Leitvermögen von Erde und Wasser 297.
 Lenz, W. 490.
 Lepel, E. von, drahtlose Telephonie 444.
 — Löschfunkentrecke mit Plattenelektroden 223.
 Lichtbogen, Bezeichnung 292.
 Lichtbogengenerator 260 ff.
 Lichtbogenhysteresis 275.
 Lichtbogenkonstanten 470.
 Lichtbogenmethode für ungedämpfte Schwingungen 260 ff.
 Lichtbogenschwingungen 260 ff.
 — Verwendung für Meßzwecke 139. 142. 145. 266.
 Lichtschreiber 353.
 Lindemann, R., Messungen mit ungedämpften Schwingungen 495.
 — wirksamer Widerstand bei Schwingungen 490.
 Liquid barretter 335.
 Linearer Oszillator, — Sender 31. 193.
 Litzen aus einzelisolierten Drähten 58. 60.
 Litzendraht 58. 60.
 Lodge, O., Resonanzmethode zur Messung der Frequenz 127.
 — und Muirhead, A., abgestimmte Telegraphie 372.
 — — Gegengewicht 496.
 — — Quecksilberkohärer 332.
 — — Schirmantennen 181.
 — — Schreibempfang 351 ff.
 Löschfunken 111.
 Löschfunktrenkreis, Verwendung für Meßzwecke 147. 216.
 Löschfunktrensender 205. 216 ff. 234.
 Löschfunktrenstrecke 113 f. 116. 222 ff.
 Löschröhre 114.
 Löschwirkung 111. 176 ff.
 — — mechanische 217.
 Loewe, S. 137. 142.
 Loewy, H. 501.
 Lorenz, C., Anruf 504.
 — Drehkondensatoren 71 ff.
 — Empfänger für ungedämpfte Schwingungen 400 ff.
 — Entladungsanalysator 84.
 — Koppelungsspulen 100.
 — Lichtschreiber 354.
 — Poulsengenerator 263. 271.
 — Saitenunterbrecher 217.
 — Stoßfunkentrecke 225.
 — Thermodetektor 325.
 — Tikker 400 ff.
 — Tonsender für ungedämpfte Schwingungen 454.
 — Variometer 65.
 — Vieltensender 271.
 — Wellenmesser 150. 218.
 Loring, F. G. 498.
 Lose Koppelung 98.
 — — von Oszillator und geschlossenem Stromkreis 101.
 — — von zwei Oszillatoren 102 ff.
 — — bei ungedämpften Schwingungen 119 ff.
 Lubowsky, H. 497.
 Ludewig, P., Messung von Dekrement und Koppelungsgrad 495 f.
 — Telegraphie mit Luftschiffen 497.

Ludewij, P., Versuche über Detektoren 504.
 Luftgebläse 222. 286.
 Luftleiter 179 ff.
 -- verschiedene Formen von — 179 ff.
 Luftschiffantenne 193. 200.

M.

Macdonald, H. 501.
Mackower, A. J. vgl. Eccles.
Macku, B., Abreißen von Funken 118. 141.
 -- gekoppelte Systeme 172. 493. 496.
 -- Schaltung für Löschfunktensender 499.
 -- Theorie der Goldschmidtschen Maschine 499.
 -- Theorie der Resonanzkurven 494 f.
 Magnetische Koppelung 95 ff.
 Magnetisches Gebläse 262. 286. 288 ff.
Majorana, Q., drahtlose Telephonie 444. 448. 452.
 -- hydraulisches Mikrophon 448.
Mandelstam, L., Kurvenaufnahmen mit der Braunschen Röhre 486.
 -- und *Brandes, H.*, Lose Koppelung im Empfänger 387.
 -- und *Papalexi, N.*, Dynamometereffekt und seine Verwendung 156 ff.
 -- -- Herstellung bestimmter Phasendifferenzen 425.
Madelung, E. 503.
March, H. W. 305.
Marconi, G., { abgestimmte Tele-
Marconi-Gesellschaft, J. graphie 372 ff.
 -- Antennen 181.
 -- Aufnahmeapparat 339. 354.
 -- Doppelpfempfang, Mehrfachtelegraphie 390.
 -- Drehkondensator 75.
 -- earth arrester 504.
 -- Empfänger 368 ff. 372 ff.
 -- geknickte Antenne 427 ff.
 -- getrennte Sende- und Empfangsantennen 429. 459 ff.
 -- Jigger, Transformator im Empfänger 369.
 -- Kohärer 330.
 -- Kondensatoren in Stationen 213.
 -- magnetischer Detektor 328.
 -- Mittel gegen atmosphärische Störungen 392.
 -- rotierende Funkenstrecke 241 ff. 250.
 -- Sender 205. 247.
 -- Tag- und Nachtwirkung 316 ff.
 -- Telegraphiergeschwindigkeit 362.
 -- Transatlantische Stationen 236. 246. 268. 318. 429.
 -- Wellenmesser 150 ff.
Maresca 487.
 Maschinen für Hochfrequenz 252 ff. 444. 445.
Massie, W. W. 508.
 Maximalamplitude bei loser Koppelung 104.
 -- bei fester Koppelung 111.
 Maximaldurchmesser von Widerstandsdrähten 476.
 Mechanische Löschwirkung 217.
 -- Resonanz 397 f.
 Mehrfach-Antennen 180.
 Mehrfach-Funkenstrecke 25. 118.
 Mehrfach-Telegraphie 390.
Meißner, A., Löschfunktensender mit Hilfszündung 453.
 -- Telefunkenkompaß 443.
 -- Untersuchungen über Spulen 135.
 -- Wirbelströme in technischem Isolationsmaterial 487.
 Meßkreis 128 ff. 143. 148.
 Metallkörnerkohärer 329. 356. 359.
 Mikrophone für drahtlose Telephonie 447 ff.
 Mikrophonkontakt 333.
Moeller, H. G. 490.
Monasch, B., Energieverbrauch in Kondensatoren 487.
 -- und *H. Rausch von Trautenberg*, Messungen mit ungedämpften Schwingungen 495.
Monckton, C. C. F. 498.
Montel, A. 488.
Moscicki-Kondensatoren 69. 213. 490.
Mosler, H., Empfangsschaltung 505.
 -- Tag- und Nachtwirkung 502.
 -- Telegraphie mit Luftschiffen 497.
Müller, C., Schlagweite und Entladungsspannung 478. 491.
Muirhead, A., vgl. *Lodge*.
 Multiple tuning apparatus 373.

N.

Nasmith, G. W. 500.
National electric signaling Co., Detektoren 325. 335.
 -- Geheimhaltung der Telegramme 390. 396.
 -- Preßgaskondensatoren 68. 213.
 -- rotierende Funkenstrecke 242.
 -- Station Brant Rock 182. 196.
 Nauen 78. 181. 185. 188. 199. 213. 229. 234.
Nernst, W., elektrolytischer Detektor 334.
 -- Widerstände 235.
Nesper, E., Apparat in der drahtlosen Telegraphie 490.
 -- Detektoren 502 f.
 -- Empfangsschaltungen 505.
 -- Frequenzmesser und Dämpfungsmesser 495.

Nesper, E., Marconistationen 498.
 — Stoßerregung 216.
Nicholson, J. W., Einfluß der Erdkrümmung auf die Wellen 305.
 — wirksamer Widerstand von Spulen 490.
Nordmeyer, P. 487.
 Notsender 247.

O.

Oberflächenwellen 298.
 Oberschwingungen offener Oszillatoren 31 ff. 41 ff.
 — des linearen Oszillators 39.
 Offene Oszillatoren 30 ff.
 — mit Kapazität an den Enden 50.
 — mit Kondensatoren 52. 55.
 — mit Spulen 54.
 — allgemeine Beziehungen für — 41 ff.
 — Feld von — — 41 ff.
 — Erdung von — — 55. 186 ff.
Ort, K., 486.
 Ortsbestimmung durch drahtlose Telegraphie 441.
 Oszillatoren, lineare 31.
 — offene 30 ff.
 Oscillation valve 339.
 Oudinscher Resonator 207.

P.

Papelexi, N. und *Mandelstam, L.*, Dynamometereffekt und seine Verwendung 156 ff.
 — — Herstellung beliebiger Phasendifferenzen 425.
 Parallelohmethode 94.
 Parallelschaltung von Kondensatoren 8.
 Parallelwiderstandsmethode 94.
 Partialfunken 84.
Paul, Rob. W. (London), Galvanometer 89.
 — Saitenunterbrecher 217.
Pedersen, P. O., drahtlose Telephonie 507.
 — Frequenz des Poulsensenders 500.
 — Gebevorrichtung beim Poulsensender 270.
 — Schnelltelegraph 271. 362. 388. 405.
Pellin, F. 508.
Péri 150. 490.
 Perikondetektor 337. 343.
 Periode eines Kondensatorkreises 6.
Petersen, W. 487.
Petit, G. E. 424.
Peuckert, W., Löschfunkenstrecke 146. 225.
 — magnetischer Detektor 329.
 Phasendifferenz, Herstellung einer bestimmten — 424 ff.
 Physikalisch-technische Reichsanstalt, Poulsenlampe 267.

Pichon, Luftgebläse bei Löschfunkenstrecken 223.
Pickard, G. H., Detektoren 326. 337.
Pierce, G. W., Detektoren 337. 503 ff.
 — Lehrbuch 486.
 — Quecksilberbogenlampe als Funkenstrecke 495.
 — Untersuchungen über Detektoren 336. 338.
 Plattenfunkenstrecke 223.
 Plattenkondensatoren 66.
Poincaré, H. 305.
 Polarlicht, Einfluß auf die Ausbreitung der Wellen 315.
 Potentiometer 347.
Poulsen, V., drahtlose Telephonie 445. 449 ff.
 — -Generator 262 ff.
 — -Lampe 262 ff.
 — Lichtbogenmethode für ungedämpfte Schwingungen 260 ff. 273 ff.
 — -Sender 267 ff. 500.
 — -Stationen 267 ff. 500.
 — Tikker 401.
 — Tonsender für ungedämpfte Schwingungen 507.
 — Unterbrecher im Empfänger 400.
 Preßgaskondensatoren 68. 70. 213.
 Preßluftfunkenstrecken 497.

Q.

Quadrantelektrometer zur Energiemessung 239.
 Quasistationärer Strom 31.
 Quecksilber-Bogenlampe als Löschfunkenstrecke 113. 147.
 — -Strahlunterbrecher 148. 230.

R.

Radiogoniometer 421 ff.
Rasch, E. 508.
Rau, H., Funkenaufnahme in gekoppelten Systemen 107. 113.
 — Versuche über Löschfunkenstrecken 114. 222. 496.
 Raumwellen 279.
Rautenkranz, J. 491.
Rayleigh, Lord 471.
 Reflexion der Wellen 313.
 Regen, Einfluß auf die Ausbreitung der Wellen 310.
Reich, M., Erdwiderstand, Erdströme 497.
 — Strahlungswiderstand von Antennen 202.
 — und *Simon, H. Th.*, Lichtbogenmethode 500.
 Reichweite 323. 365. 377.
Rein, H., Vieltonsender 500.
 — Lehrbuch 486.

- Relais 354 ff.
Rempp, G., Funkendekrement 487.
 — meteorologische Versuche mit drahtloser Telegraphie 508.
Rendahl, R., Quecksilberbogenlampe als Löschfunkenstrecke 113.
 — Variometer 65.
 Resonanz 103.
 Resonanzinduktor 148. 232.
 Resonanzkurve des Dynamometereffekts 156 ff.
 — des Empfängers 381 ff.
 — des Stromeffekts 125 ff.
 — nicht normale Formen von — n 139 ff.
 Resonanzmethode zur Bestimmung des Dekrements 136 ff. 160.
 — — — der Frequenz 127 ff. 159.
 — — — des Funkendekrements 20 ff.
 Resonanzschärfe 127. 483.
 Resonanztransformator 232.
 Responder 334.
 Resultierende Kapazität 7.
 Rheostat für Hochfrequenz 490.
Richardson, H. W. u. *Fleming, J. A.* 495.
Richarz, F. u. *Ziegler, W.* 487.
Richter, C. 487.
 Richtungsbestimmung durch drahtlose Telegraphie 440.
 Richtvermögen 406.
Riecke, E. 500.
Riegger, H., Einfluß des Funkens auf die Frequenz und Resonanzkurve 11. 495.
 — Theorie des Empfängers 385.
 — Versuche über Löschfunkenstrecken 115. 176. 177.
 Ringspule 63.
Roger, E., und *Ducretet, F.*, Kondensatoren 213.
 — — rotierende Funkenstrecke 241.
Rohmann, H., Anwendung der Resonanzkurve des Dynamometereffekts 496.
 — Versuche mit Löschfunken 494.
Rosa, E. B. 472.
 — und *Grover, F. W.* 490.
Roschansky, D., Amplitudenkurve bei Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke 17.
 — Verlauf der Funkenspannung 18. 470.
Rossi, A. S. 329.
 Rotierende Funkenstrecken 232. 241 ff.
Round, H. J. 502.
 Rückzündung bei Lichtbogenschwingungen 281.
Rüdenberg, R., Strahlungswiderstand von offenen Oszillatoren und Antennen 49.
 — Hochfrequenzmaschine 499.
 — Theorie des Empfängers 366.
Ruhmer, E. 507.
Rusch, E. 499.
Russel, J. 503.
- S.**
- Sachs, S.* 502 ff.
 Saitengalvanometer 353.
Schapira, C. 499.
Scheller, O., Anruf in der drahtlosen Telephonie 507.
 — Löschfunkenstrecke 225.
 — Schwungradschaltung 500.
 Schiffsantennen 183. 196. 200.
 Schirmantennen 181. 200.
 Schlagweite 78 ff. 477.
Schloemilch, W., Detektoren 326. 330. 334. 360.
Schmidt, H. 501.
Schmidt, K. E. F., Antennen für gerichtete Telegraphie 506.
 — Bolometer 491.
 — Funkendämpfung 487.
 Schnelltelegraphenapparate 241. 271. 362. 388. 405.
Schniewindt, Widerstände 59.
 Schreibempfang 351 ff. 361.
 Schwankungen der Frequenz beim Lichtbogengenerator 288.
 — — — durch sprühende Kondensatoren 164 ff.
Schwarzhaupt, P., Erfahrungen über die Reichweite 501 f.
 — atmosphärische Störungen 505.
 Schwebungen bei fester Koppelung 107. 114.
 — Tonempfang durch — 403.
 — Tonsender durch — 454.
 Schwingungskurven 2. 467.
 Schwungradschaltung 197. 269.
 Secrecy sender 388.
 Seewasser, Ausbreitung der Wellen längs — 294 ff.
 Selbstinduktion, veränderliche 62.
 Selbstinduktionskoeffizient, Einheit, Formeln 7. 471.
 — wirksamer — bei Schwingungen 58.
 — — von offenen Oszillatoren und Antennen 49. 195.
 — Messung des — n 134.
Seibt, G., drahtlose Telephonie 507.
 Drechkondensator 73.
 — Nullmethode zur Bestimmung der Frequenz 494.
 — Resonanzinduktor 494.
 — Schaltung für Löschfunken sender 498.
 — Schwingungen von Spulen 488.
 — Variometer 65.
 Sender, Braunschwer — 205. 207 ff.
 — einfacher, Marconi- 205 ff.
 — Wienscher — 205. 216 ff. 247 ff.
 Serienfunkenstrecke 25. 118. 224.
 Serienschaltung von Kondensatoren 8.
Shoemaker, H. 508.

- Sicherheitskoeffizient 323.
Siewert, 496.
Simon, *H.* 504.
Simon, *H. Th.*, Lichtbogengenerator 263.
 — Lichtbogencharakteristiken 508.
 — Lichtbogenmethode 273. 500 f.
 — Quecksilberbogenlampe als Funken-
 strecke 495.
 — und *Reich*, *M.*, Lichtbogenmethode
 500.
Simons, *K.* 487.
 Siphonrekorder 351.
 Skineffekt 57.
Slaby, *A.*, Empfänger für abgestimmte
 Telegraphie 374.
 — gekoppelte Systeme 493 f.
Société française radioélectrique 498.
Solff, *K.*, Angaben über Antennen 496.
 — Telegraphie mit Luftschiffen 497.
Sommerfeld, *A.*, Ausbreitung der Wellen
 317 ff.
 — Spulen bei Hochfrequenz 490.
 Sonnenfinsternis, Einfluß auf die Reich-
 weite 317.
 Spannungsbauch 32.
 Spannungsknote 32.
 Spannungsverteilung, Kurve der — 32.
 Speiseleitung 236.
 Sperrkondensator 78. 346.
 Spiegel, für gerichtete Telegraphie 408.
 — rotierende für Funkenaufnahmen 4.
 Sprühen von Antennen 199.
 — von Kondensatoren 26. 164.
 — von Spulen 41.
 Sprühschutzisolatoren 200.
 Spulen mit veränderlicher Selbstinduk-
 tion 62.
 — in offenen Oszillatoren, Antennen
 54 ff. 196.
 — Eigenschwingungen von — 40.
 — verschiedene Formen von — 60 ff.
 — wirksamer Widerstand und Selbst-
 induktionskoeffizient von — 58. 60.
Squier, *O.* 363.
 Stationsprüfer 218.
 Statische Charakteristik des Lichtbogens
 273.
 Stehende Wellen 32.
Steinhaus, *W.* 491.
 Störung von Stationen 394. 404. 439 f.
Stone, *J. St.*, Antennen für gerichtete
 Telegraphie 416.
 — Empfänger mit mehreren Kondens-
 atorkreisen 505.
 — Theorie der gekoppelten Systeme
 493.
 Stoßerregung, allgemeines über — 216.
 — durch Kondensatorentladungen 218.
 — eigentliche — 217.
 — für Messungen 146. 216.
 Strahlung 38. 47.
 Strahlungsdekrement von Antennen
 198 ff.
 — von Kondensatorkreisen 14.
 — von linearen Oszillatoren 38.
 Strahlungswiderstand von Antennen 202.
 459.
 — von offenen Oszillatoren 49.
Strasser, *B.* 471.
 Strombahn 1. 213.
 Strombauch 32.
 Stromeffekt 82.
 — Resonanzkurve des —s 125 ff.
 Stromknoten 32.
 Stromkurve 2.
 Strommessung 82 ff.
 Stromverteilung, Kurve der — 32. 185.
Stuff, *W.* 487.
Subkis, *S.* 121. 285.
 Substitutionsmethode zur Bestimmung
 des Funkenwiderstands 20 ff.
Sutton, *H.* 503.
Szivessy, *G.* 495.
- T.**
- Tageslicht, Einfluß des —s auf die Aus-
 breitung der Wellen 316.
Talsch, *E.* 493.
 Taster 239.
 Tastrelais 240.
Taylor, *J. E.*, Hörempfang 504.
 — Störungen in der drahtlosen Tele-
 graphie 505 f.
 — und *Duddell*, *W.* 310. 321. 325.
 Telefunken s. Gesellschaft f. drahtlose
 Telegraphie.
 Telefunkenkompaß 443.
 Telegraphiergeschwindigkeit 361.
 Telephonie, drahtlose 444 f.
 Telephonische Aufnahme von Telegram-
 men 346 ff.
 Telefonrelais 349. 448.
Tesla, *N.*, Lichtbogenmethode 260.
 — Litzendrähte 60.
 Thermische Detektoren, — Wellen-
 anzeiger 324 ff.
 Thermidetektoren 325.
 Thermoelemente 89. 93. 325.
 Thermogalvanometer 91. 93. 325.
Thörnblad, *Th. G.* 495.
Thomson, *El.*, Lichtbogenmethode 260.
 Thomsonsche Formel 6. 9. 486.
 Tikker 401.
Tissot, *C.*, Bolometer 89. 324. 491.
 501.
 — drahtlose Längenbestimmungen 508.
 — — Telephonie 507.
 — — Zeitsignale 508.
 — Rheostat für Hochfrequenz 490.

Tissot, C., Untersuchungen über Detektoren 337 ff. 339. 503 ff.
 — Versuche über die Ausbreitung der Wellen 321. 324. 339. 501.
Toepler, M. 491.
 Tönende Funken vgl. Tonsender.
 Tonempfang 454.
 Tonsender 232. 234. 244. 271. 349. 356. 392. 394. 397. 453.
 Tonverstärker 348 ff. 356. 398.
Tosi, A., und *Bellini, E.* 417 ff. 440 ff.
 Transformation der Frequenz 455.
Traubenberg, H., *Rausch von* —, Funkenwiderstand 487.
 — Poulsgenerator 263.
 — und *Monasch, B.*, Messungen mit ungedämpften Schwingungen 495.
True, H. 188. 193.
 Turbinenunterbrecher 148. 230.
Turpain, A. 502.

U.

Überlastung von Detektoren 360.
 Uferform, Einfluß auf die Ausbreitung der Wellen 313.
Uller, K., Fortpflanzung der Wellen längs der Erdoberfläche 501.
 — Leitvermögen von verschiedenen Materialien 501.
 Ungedämpfte Schwingungen 2.
 — — durch Maschinen 252 ff.
 — — Empfänger für — — 399 ff.
 — — für Meßzwecke 139. 142. 145. 266.
 — — nach der Lichtbogenmethode 260 ff.
 Unilateral Sender für gerichtete Telegraphie 415.
 Unterbrecher in der Antenne für Tonsender 454.
 — in der Speiseleitung 148. 230.
 — im Empfänger 400.
Upson, W. L. 508.

V.

Variometer 62.
 Vektordiagramm 411.
 Ventildetektoren 338 ff. 341. 344.
 Ventilzellen für die Transformation der Frequenz 455.
 Verlängerungsspulen 197.
 Verstimmte Systeme, Koppelung derselben 176.
 Verstimmung, notwendige 382.
 Vieltonsender 271.
Voege 93.
Foigt, E. 491.
Vollmer, K. 288.

W.

Wagner, K. W. 500.
Waller, L. H., Detektoren 329. 333.
 — Fernwirkungscharakteristiken 505.
 — Versuche mit dem Peuckertschen Generator 498.
Warburg, E. 79. 491.
Wasmus, A., Bestimmung der Entladungszahl 491.
 — Versuche mit dem Peuckertschen Generator 498.
 Wasserstoff beim Lichtbogengenerator 262 ff. 286 f.
 — Funkenstrecke 113. 118. 147.
 Wasserstrahlantenne 180.
Watson, E. A. 490.
 Wattmeter, zur Leistungsmessung 238.
 Wattmeter, Hitzdraht- 86.
 Wechselfeld 2.
 Wechselfeichtiger Induktionskoeffizient 98 f. 136.
 Wechselstrombetrieb 230.
 Wechselstromwiderstand 59.
 Wecker 358.
Wehnelt, A. 339.
Weicker, W. 478. 491.
Weiß, P. 503.
 Wellen, fortschreitende 32. 36.
 — stehende 32.
 — Ausbreitung der — längs der Erdoberfläche 294 ff.
 Wellenanzeiger, Wellenindikatoren 324 ff.
 Wellenlänge 32.
 — und Frequenz 466.
 — von Kondensatorkreisen 464.
 — Bedeutung der — für die Ausbreitung der Wellen 304. 317 ff. 458.
 Wellenmesser 149 ff.
Wertheim-Salomonson 261.
Wheatstone, Schnelltelegraph 241.
 Widerstand, äquivalenter 102. 144.
 — wirksamer bei Schwingungen 14. 57. 474.
 — — von offenen Oszillatoren, Antennen 49. 201.
 — — von Spulen 60.
 Widerstandsdrähte 476.
 Wiedervereinigung von Ionen 116.
Wien, M., akustische Resonanz 505.
 — Einfluß des Funkens auf die Frequenz 11.
 — Funkendekrement 23.
 — Löschfunkensender 111 ff. 216 ff. 247 ff.
 — Löschröhren 114.
 — lose Koppelung 104. 493.
 — — — für abgestimmte Telegraphie 387.
 — Resonanzkurven 495.

- Wien, M.**, Untersuchungen über Kondensatoren 70. 167. 488. 490.
 — Versuche über gekoppelte Systeme 168. 176. 494.
 — Wirkungsgrad der gekoppelten Sender 250.
Wildmann 502.
Wilson, E. 503.
 Wirbelströme 29. 144.
 Wirksamer Widerstand bei Schwingungen 14.
 Wirkungsgrad von Antennen 198.
 — von Detektoren 343.
 — von den verschiedenen Sendern 206. 250.
 Witterungseinflüsse 200. 314.
Wolf, M. 490.
- Z**
- Zébrakoff, L.** und **Guye, C. E.** 470.
Zehnder, L., Erdantennen 437.
 — Einfluß der Atmosphäre auf die Wellen 502.
Zenneck, J., Amplitudenkurve bei Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke 17.
 — direkte Schaltung 493.
- Zenneck, J.**, Feld der Wellen an der Erdoberfläche 303.
 — Lehrbuch 486 ff.
 — Transformation der Frequenz 455. 456.
 — Versuche mit gerichteter Telegraphie 409.
 — — über gekoppelte Systeme 111. 168 ff.
 — Wellenmesser 153.
 — Wirkungsweise der geknickten Marconiantenne als Empfänger 434.
 Zerstreuung der Energie an der Erdoberfläche 306.
 Zerstreuungsfaktor, Zerstreuungskoeffizient 307.
Ziegler, W. und **Richarz, F.** 487.
Zöllich, H. 491.
Zorn, W. 487.
 Zündcharakteristik 284.
 Zündspannung 79. 274.
 Zweiwellige Sender, Empfänger für — — 210. 377.
 Zwischenkreis beim Wienschen Sender 221.
 Zylinderspulen 60. 471.

JAN 1914

Verlag von FERDINAND ENKE in Stuttgart.

Von demselben Verfasser ist früher erschienen:

Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie.

Mit 802 in den Text gedruckten Abbildungen.
Lex. 8°. 1905. geh. M. 28.—; in Leinw. geb. M. 30.—

P. Drudes Physik des Äthers auf elektromagnetischer Grundlage.

Zweite umgearbeitete Auflage.

Neu bearbeitet von

Prof. Dr. W. König.

Mit einem Bildnis P. Drudes und 86 Textabbildungen.
Lex.-8°. 1912. geh. M. 16.—; in Leinw. geb. M. 17.40.

Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus.

**Eine Experimentalphysik des Weltäthers
für Physiker, Chemiker, Elektrotechniker.**

Von **Prof. Dr. G. Mie.**

Mit 361 Textabbildungen.
Lex.-8°. 1910. geh. M. 18.60; in Leinw. geb. M. 20.—

Soeben erschien:

Theoretische Chemie

vom Standpunkte der Avogadroschen Regel und der Thermodynamik.

Von **Geh. Rat Prof. Dr. W. Nernst.**

Siebente Auflage.

Mit 58 Textabbildungen. Lex. 8°. 1913. geh. M. 22.—; in Leinw. geb. M. 24.80.

Die Fortschritte auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie.

Von **Ingenieur Adolf Prasch.**

I. Teil: Mit 148 Abbildungen. Lex. 8°. 1903. geh. M. 4.80.
II. Teil: Mit 92 Abbildungen. Lex. 8°. 1904. geh. M. 4.80.
III. Teil: Mit 227 Abbildungen. Lex. 8°. 1905. geh. M. 8.40.
IV. Teil: Mit 164 Abbildungen. Lex. 8°. 1906. geh. M. 8.40.

Verlag von FERDINAND ENKE in Stuttgart.

Leitfaden der theoretischen Chemie.

Als Einführung in das Gebiet für Studierende der Chemie,
Pharmazie und Naturwissenschaften, Ärzte und Techniker.

Von Prof. Dr. W. Herz.

Mit 32 Textabbildungen. Lex. 8°. 1912. geh. M. 7.—; in Leinw. geb. M. 8.—

Lehrbuch der magnetischen und elektrischen Maßeinheiten, Meßmethoden und Meßapparate.

Von Prof. Dr. L. Grunmach.

Mit 342 Figuren im Text. Lex. 8°. 1895. geh. M. 16.—

Die Valenzlehre.

Ein Lehr- und Handbuch für Chemiker und Physiker.

Von Prof. Dr. H. Kauffmann.

Mit 29 Textabbildungen. Lex. 8°. 1911. geh. M. 15.—; in Leinw. geb. M. 16.60.

Lehrbuch der Physik für Studierende.

Von Prof. Dr. H. Kayser.

Vierte verbesserte Auflage.

Mit 344 Textabbildungen. Lex. 8°. 1908. geh. M. 10.—; in Leinw. geb. M. 11.40.

Theoretische Physik auf mechanischer Grundlage.

Von Privatdozent Dr. J. Kunz.

Mit 291 in den Text gedruckten Abbildungen. Lex. 8°. 1907. geh. M. 12.—;
in Leinw. geb. M. 13.40.

Die Materie.

Vortrag, gehalten am 27. Januar 1912 (Kaisers Geburtstag)
in der Aula der Universität Greifswald.

Von Prof. Dr. G. Mie.

gr. 8°. 1912. geh. M. 1.40.

Systematische Durchführung thermochemischer Untersuchungen.

Von Julius Thomsen.

Zahlenwerte und theoretische Ergebnisse.

Autorisierte Übersetzung von Prof. Dr. J. Traube. Lex. 8°. 1906. geh. M. 12.—

Grundriss der physikalischen Chemie.

Von Prof. Dr. J. Traube.

Mit 24 Abbildungen. Lex. 8°. 1904. geh. M. 9.—; in Leinw. geb. M. 10.—

Ahrens, Prof. Dr. F. B., Handbuch der Elektrochemie.

Zweite, vollständig neu bearbeitete Auflage. Mit 293 in den Text gedruckten Abbildungen. Lex.-8°. 1903. geh. M. 15.—; in Leinw. geb. M. 16.20.

Balling, Prof. Dr. C. A. M., Grundriss der Elektrometallurgie. Mit 40 Holzschnitten. Lex.-8°. 1888. geh. M. 4.—

Becker, Prof. Dr. A., Kristalloptik. Eine ausführliche elementare Darstellung aller wesentlichen Erscheinungen, welche die Kristalle in der Optik darbieten, nebst einer historischen Entwicklung der Theorien des Lichts. Mit 106 Abbildungen. gr. 8°. 1903. geh. M. 8.—; in Leinw. geb. M. 9.—

Bohnenstengel, Ingenieur E., Konstruktionen elektrischer Bogenlampen. Ein Handbuch für Fachleute. Zweite, verbesserte und vermehrte Auflage. Mit 430 Textabbildungen. Lex.-8°. 1909. geh. M. 12.—; in Leinw. geb. M. 13.20.

Corsepius, Dozent Dr. M., Die elektrischen Bahnen. Mit 89 in den Text gedruckten Figuren und 7 Tafeln. Lex.-8°. 1900. geh. M. 7.—

Enke, Dr. d. Staatsw. Alfred, Das Anwachsen der Aktiengesellschaften in der Elektrizitäts- und Textilindustrie. Lex.-8°. 1911. geh. M. 3.60.

Gerland, Prof. Dr. E., Lehrbuch der Elektrotechnik. Mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendungen im Bergbau. Mit 442 Textabbildungen. Lex.-8°. 1903. geh. M. 14.—; in Leinw. geb. M. 15.20.

Giesel, Prof. Dr. F., Ueber radioaktive Substanzen und deren Strahlen. Mit 4 Abbildungen. Lex.-8°. 1902. geh. M. 1.20.

Gleichen, Reg.-Rat Dr. A., Die Theorie der modernen optischen Instrumente. Ein Hilfs- und Übungsbuch für Physiker und Konstrukteure optischer Werkstätten, sowie für Ingenieure im Dienste des Heeres und der Marine. Mit 260 Figuren und 107 gelösten Aufgaben. Lex.-8°. 1911. geh. M. 10.80; in Leinw. geb. M. 12.—

Günther, Prof. Dr. S., Handbuch der Geophysik. Zwei Bände. Zweite, gänzlich umgearbeitete Auflage. Mit 387 Abbildungen. Lex.-8°. 1896—1899. geh. M. 38.—

Handbuch der elektrotechnischen Praxis.

Herausgegeben von Arthur Wilke, Oberingenieur. Erster Band: **Die Massenfabrication der elektrischen Präzisionsapparate.** Bearbeitet von Carl Schücke, Werkstattsdirektor. Mit 325 Abbildungen. Lex.-8°. 1903. geh. M. 9.—; in Leinw. geb. M. 10.— Zweiter Band: **Einrichtung und Betrieb elektrotechnischer Fabriken.** Bearbeitet von Prof. Dr. F. Niethammer. Mit 378 Abbildungen. Lex.-8°. 1904. geh. M. 14.—; in Leinw. geb. M. 15.20.

Herrmann, Prof. J., Versuche über Eisenverluste im Dreh- und Wechselfeld. Mit 60 Abbildungen. Lex.-8°. 1909. geh. M. 3.60.

Kohlfürst, L., Die selbsttätige Zugdeckung auf Strassen-, Leicht- und Vollbahnen. Mit 220 in den Text gedruckten Abbildungen. Lex.-8°. 1903. geh. M. 10.—

Maier, Dr. J., und Preece, W. H., Das Telephon und dessen praktische Verwendung. Mit 304 Holzschnitten. gr. 8°. 1889. geh. M. 9.—

Niethammer, Prof. Dr. F., Elektrotechnisches Praktikum. Für Ingenieure und Studierende. Mit 523 Abbildungen. Lex.-8°. 1902. geh. M. 9.—; in Leinw. geb. M. 10.—

Niethammer, Prof. Dr. F., Berechnung und Entwurf elektr. Maschinen, Apparate und Anlagen für Studierende und Ingenieure. Fünf Bände. Erster Band: **Berechnung und Konstruktion der Gleichstrommaschinen und Gleichstrommotoren.** Mit 763 Textabbildungen. Lex.-8°. 1904. geh. M. 16.—; in Leinw. geb. M. 17.60. Dritter Band: **Elektrische Schaltanlagen und Apparate mit Grundlagen zur Projektierung elektrischer Anlagen.** Mit 609 Textabbildungen und 13 Tafeln. Lex.-8°. 1904. geh. M. 16.—; in Leinw. geb. M. 17.60.

Petersen, Prof. Dr.-Ing. W., Eine neue Spannungsregelung. Mitteilung der Arbeitsweise. Theorie des Reguliervorganges. Mit 7 in den Text gedruckten Abbildungen. Lex.-8°. 1907. geh. M. 2.—

Roloff, Prof. Dr. M., und Berkitz, P., Leitfaden für das elektrotechn. und elektrochemische Seminar. Für Studierende der Elektrotechnik, Physik, Mathematik, physikalischen u. Elektrochemie, Maschinenbaukunde, sowie für den in der Praxis stehenden Ingenieur und Chemiker. Mit 75 Figuren. gr. 8°. 1904. geh. M. 6.—; in Leinw. geb. M. 7.—

Schoop, Dr. P., Handbuch der elektrischen Accumulatoren. Auf Grundlage der Erfahrung und mit besonderer Berücksichtigung der technischen Herstellung. Mit 193 Abbildungen. gr. 8°. 1898. geh. M. 12.—

Teichmüller, Prof. Dr. J., Die Erwärmung der elektrischen Leitungen. Mit 52 Abbildungen. Lex.-8°. 1905. geh. M. 8.40; in Leinw. geb. M. 9.40.

Vogel, Prof. Dr. F., und Rössing, Prof. Dr. A., Handbuch der Elektrochemie u. Elektrometallurgie. Mit 66 Abbildungen. Lex.-8°. 1891. geh. M. 8.—

Wallentin, Prof. Dr. J. G., Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus. Mit besonderer Berücksichtigung der neueren Anschauungen über elektrische Energieverhältnisse und unter Darstellung der den Anwendungen in der Elektrotechnik zu Grunde liegenden Prinzipien. Mit 230 Abbildungen. Lex.-8°. 1897. geh. M. 8.—

Wallentin, Prof. Dr. J. G., Einleitung in das Studium der modernen Elektrizitätslehre. Mit 253 Abbildungen. Lex.-8°. 1892. geh. M. 12.—

Wedekind, Prof. Dr. E., und Lewis, Dr. S. J., Neue Atomgewicht-Kurven. Mit 4 Kurven. Lex.-8°. 1910. In Leinw. geb. M. 1.60.

v. Winkler, Ing. W., Der elektrische Starkstrom im Berg- und Hüttenwesen. Mit 424 Abbildungen und 2 Tafeln. Lex.-8°. 1905. geh. M. 14.—; in Leinw. geb. M. 15.40.

Wolfrum, Dr. A., Die Methodik der industriellen Arbeit als Teilgebiet der Industriekunde beziehungsweise der technischen Chemie. Lex.-8°. 1904. geh. M. 8.—

Neuester Verlag von **FERDINAND ENKE** in Stuttgart.

Soeben erschienen:

Industrielle Verwaltungstechnik.

Von **Ingenieur S. Herzog**, Technischer Konsulent.

Mit 296 Formularen. VIII und 519 Seiten Lex. 8°. 1912.
geh. M. 14.—; in Leinw. geb. M. 15.40.

Industrielle Begutachtungen.

Leitfaden für Begutachtungen, Schätzungen, Gründungen,
Konzernierungen und Finanzierungen.

Von **Ing. S. Herzog**,

Mit 63 Formularen. Lex. 8°. 1912. geh. M. 7.—; in Leinw. geb. M. 8.20.

Industrielle Chemie.

Unter Mitarbeit von zahlreichen Männern der Wissenschaft und Praxis.

Herausgegeben von

Dr. R. Escales, München.

Mit 21 Textabbildungen. Lex. 8°. 1912. geh. M. 12.—; in Leinw. geb. M. 13.40.

Die Spezialstähle.

Ihre Geschichte, Eigenschaften, Behandlung und Darstellung.

Von **Dipl.-Ing. G. Mars**,

Vorsteher der Versuchsanstalt der Rheinischen Metallwaren-
und Maschinenfabrik in Düsseldorf.

Mit 143 Abbildungen. Lex. 8°. 1912. geh. M. 17.—; in Leinw. geb. M. 18.40.

Das Materialprüfungswesen

unter besonderer Berücksichtigung der am königl. Materialprüfungsamt
zu Berlin-Lichterfelde üblichen Verfahren im Grundriß dargestellt.

Unter Mitwirkung von Geh. Rat Prof. Dr.-Ing. A. Martens und
zahlreicher Fachmänner herausgegeben von

Prof. Dr. F. W. Hinrichsen.

Mit 215 Textabbildungen. Lex. 8°. 1912. geh. M. 18.—; in Leinw. geb. M. 19.40.

Allgemeine Warenkunde.

Von **Dr. Viktor Pöschl**,

Professor an der Handelshochschule in Mannheim.

Mit 250 Textabbildungen. Lex. 8°. 1912. geh. M. 12.—; in Leinw. geb. M. 13.—

Einführung in die Differential- und Integralrechnung für höhere Techniker.

Mit Anwendungen aus den wichtigsten Gebieten der
technischen Praxis zum Selbstunterricht geeignet.

Von **Dipl.-Ing. Ph. Häfner**, Oberlehrer.

Mit 223 Textabbildungen. gr. 8°. 1912. geh. M. 16.—; in Leinw. geb. M. 17.20.

Verlag von **FERDINAND ENKE** in Stuttgart.

Soeben erschien:

Theorie, Berechnung und Untersuchung von Transformatoren.

Von **Dipl.-Ing. K. A. Schreiber.**

Mit 147 Textabbildungen und 1 Tafel.
Lex. 8°. 1912. geh. M. 8.40; in Leinw. geb. M. 9.60.

Allgemeine Elektrotechnik.

Von

Geh. Rat Prof. Dr. E. Kittler

unter Mitwirkung von **Prof. Dr.-Ing. W. Petersen.**

Drei Bände.

II. Band: **Einführung in die Wechselstromtechnik. Transformatoren.**

Mit 358 Textabbildungen. Lex. 8°. 1909. geh. M. 18.—; in Leinw. geb. M. 19.40.

III. Band: **Wechselstrommaschinen.**

Synchron- und Asynchronmaschinen. Einankerumformer. Kollektormotoren
von **Prof. Dr.-Ing. W. Petersen.**

Mit 425 Textabbildungen. Lex. 8°. 1910. geh. M. 20.—; in Leinw. geb. M. 21.40.

Hochspannungstechnik.

Von **Prof. Dr.-Ing. W. Petersen.**

Mit 295 Textabbildungen. Lex. 8°. 1911. geh. M. 11.—; in Leinw. geb. M. 12.20.

Lehrbuch der Leuchtgasindustrie.

Von **Dipl.-Ing. Dr. W. Bertelsmann.**

Zwei Bände.

I. Band: **Die Erzeugung des Leuchtgases.**

Mit 12 Tafeln und 401 Textabbildungen. Lex. 8°. 1911. geh. M. 20.—;
in Halbfz. geb. M. 22.—

II. Band: **Die Verwendung des Leuchtgases.**

Das Beleuchten, Kochen und Heizen mit Gas.

Mit 308 Textabbildungen und 49 Zahlentafeln. Lex. 8°. 1911. geh. M. 13.—;
in Halbfz. geb. M. 15.—

Handbuch der Brikettbereitung.

Von **Geh. Bergrat Prof. Dr. G. Franke.**

Zwei Bände.

I. Band: **Die Brikettbereitung aus Steinkohlen, Braunkohlen
und sonstigen Brennstoffen.**

Mit 9 Tafeln und 225 Textabbildungen. Lex. 8°. 1909. geh. M. 22.—;
in Leinwand geb. M. 23.60.

II. Band: **Die Brikettbereitung aus Erzen, Hüttenerzeugnissen, Metallabfällen und
dergleichen, einschließlich der Agglomerierung. Nebst Nachträgen.**

Mit 4 Tafeln und 79 Textabbildungen. Lex. 8°. 1910. Geh. M. 8.—;
in Leinw. geb. M. 9.40.

Verlag von **FERDINAND ENKE** in Stuttgart.

Kürzlich wurde vollständig:

Chemische Technologie der Neuzeit.

Unter Mitarbeit hervorragender Fachmänner
herausgegeben von

Dr. Otto Dammer, Berlin.

Drei Bände Lexikon-Oktav mit 1127 Textabbildungen.

Band I. 1910. Mit 217 Textfiguren. Preis geheftet M. 27.—
In Halbfranzband gebunden M. 29.—

Band II. 1910. Mit 508 Textfiguren. Preis geheftet M. 33.—
In Halbfranzband gebunden M. 35.—

Band III. 1911. Mit 402 Textfiguren. Preis geheftet M. 33.—
In Halbfranzband gebunden M. 35.—

Um die Anschaffung des grundlegenden

Handbuches der chemischen Technologie

Unter Mitwirkung hervorragender Männer der
Wissenschaft und Praxis herausgegeben von

Dr. Otto Dammer.

Fünf Bände. Lex. 8°. 1895—1898. Mit 1272 Textabbildungen.
Preis geheftet M. 100.—, in Halbfranzband gebunden M. 112.50
den Herren Abnehmern der »Chemischen Technologie der Neuzeit« zu er-
leichtern, hat sich die Verlagshandlung entschlossen, diesen das Handbuch
zum Preise von

50 M. für die geheftete, 62 M. 50 Pf. für die gebundene Ausgabe,
also für den halben Preis, anzubieten.

Handbuch der anorganischen Chemie.

Unter Mitwirkung von

Dr. Benedict, Prof. Dr. v. Buchka, Dr. Gadebusch, Dr. Haitinger, Prof. Dr. Lorenz,
Prof. Dr. Nernst, Dr. Philipp, Prof. Dr. Schellbach, Prof. Dr. v. Sommaruga,
Prof. Dr. Stavenhagen, Prof. Dr. Zeisel

herausgegeben von **Dr. Otto Dammer.**

Drei Bände. Lex. 8°. 1892—1894. geh. Band I M. 20.—; Band II¹ M. 18.—;
Band II² M. 25.—; Band III M. 25.—. In Halbfranz gebunden je M. 2.50 mehr.

IV. Band.

Die Fortschritte der anorganischen Chemie

in den Jahren 1892—1902.

Bearbeitet von Prof. Dr. Baur, Prof. Dr. Richard Meyer, Prof. Dr. Muthmann,
Dr. Nass, Prof. Dr. Nernst, Prof. Dr. Rothmund, Dr. Stritar, Prof. Dr. Zeisel.

Lex. 8°. 1903. geh. M. 26.—; in Halbfrz. geb. M. 28.50.

Ergänzungsband: **Physikalisch-chemische Tabellen der
anorganischen Chemie.** Von Prof. Dr. K. v. Buchka.

Lex. 8°. 1895. geh. M. 10.—; in Halbfrz. geb. M. 12.—

Verlag von **FERDINAND ENKE** in Stuttgart.

Chemie der Einzeldarstellungen.

Herausgegeben von Prof. Dr. J. SCHMIDT.

I. Band: **Die Ketene.**

Von Prof. Dr. H. Staudinger

an der Technischen Hochschule in Karlsruhe.

Mit 8 Textabbildungen. Lex. 8°. 1912. geh. M. 4.80; geb. M. 5.60.

II. Band: **Ueber katalytische Reduktionen organischer Verbindungen.**

Von Prof. Dr. A. Skita.

Mit 5 Textabbildungen. Lex. 8°. 1912. geh. M. 3.20; in Leinw. geb. M. 4.—

III. Band: **Spektrochemie organischer Verbindungen. Molekularrefraktion und -Dispersion.**

Von Privatdoz. Dr. F. Eisenlohr.

Mit 14 Textabbildungen. Lex. 8°. 1912. geh. M. 7.—; in Leinw. geb. M. 7.80.

Handbuch der analytischen Chemie.

Von Geh. Rat Prof. Dr. A. Classen.

—— Zwei Teile. ——

I. Teil. **Qualitative Analyse.**

Sechste Auflage.

Mit 1 Spektraltafel. gr. 8°. 1906. geh. M. 8.—; in Leinw. geb. M. 9.—

II. Teil. **Handbuch der quantitativen chemischen Analyse in Beispielen.**

Sechste, ganz umgearbeitete und vermehrte Auflage.

Mit 56 Holzschnitten. gr. 8°. 1912. geh. M. 13.—; in Leinw. geb. M. 14.20.

Leitfaden der anorganischen und organischen Chemie

für Studierende der Medizin, Tiermedizin und Zahnheilkunde,
der Technik und der Handelswissenschaft.

Von Prof. Dr. G. Frerichs.

Mit 20 Textabbildungen. gr. 8°. 1912. geh. M. 10.—; in Leinw. geb. M. 11.20.

Die Berechnung chemischer Affinitäten

nach dem Nernstschen Wärmetheorem.

Von Dr. F. Pollitzer.

Mit 9 Abbildungen. Nebst einem Vorwort von Geh. Rat. Prof. Dr. W. Nernst.

Lex. 8°. 1911. geh. M. 3.60.

Kurzes Lehrbuch der organischen Chemie.

Von Prof. Dr. Jul. Schmidt.

Lex. 8°. 1906. geh. M. 18.—; in Leinw. geb. M. 19.60

Kurzes Lehrbuch der anorganischen Chemie.

Von Prof. Dr. A. Stavenhagen.

Mit 174 Figuren. Lex. 8°. 1906. geh. M. 11.60; in Leinw. geb. M. 13.—

Leitfaden der Wasseruntersuchung.

Nach eigenen Erfahrungen bearbeitet.

Von Dr. G. A. Ziegeler.

Zweite Auflage.

Mit 33 Textabbildungen. gr. 8°. 1912. geh. M. 3.—; in Leinw. geb. M. 3.80.

Verlag von **FERDINAND ENKE** in Stuttgart.

Die chemische Analyse.

Sammlung von Einzeldarstellungen auf dem Gebiete der chemischen,
technisch-chemischen und physikalisch-chemischen Analyse.

Unter Mitwirkung zahlreicher Fachmänner herausgegeben von

Dr. B. M. Margosches,

Privatdozent an der Deutschen Technischen Hochschule Brünn.

- I. Band. **Die Anwendung der Hydrazine in der analytischen Chemie.** Von **Prof. Dr. J. Schmidt.** Lex. 8°. 1907. geh. M. 3.—; in Leinw. geb. M. 3.60.
- II. Band. **Die Untersuchungsmethoden des Zinks unter besonderer Berücksichtigung der technisch wichtigen Zinkerze.** Von **Direktor H. Nissen.** Lex. 8°. 1907. geh. M. 4.—; in Leinw. geb. M. 4.60.
- III. Band. **Physikalische Chemie als Grundlage der analytischen Chemie.** Von **Prof. Dr. W. Herz.** Mit 13 Abbildungen. Lex. 8°. 1907. geh. M. 3.40; in Leinw. geb. M. 4.—
- IV./V. Band. **Elektroanalytische Schnellmethoden.** Elektroanalyse unter Bewegen von Elektrolyt oder Elektrode. Von **Dr.-Ing. A. Fischer.** Mit 41 Abbildungen und 136 Tabellen. Lex. 8°. 1908. geh. M. 9.40; in Leinw. geb. M. 10.—
- VI. Band. **Die Untersuchung von Eisengallustinten.** Von **Prof. Dr. F. W. Hinrichsen.** Mit 7 Abbildungen und 33 Tabellen. Lex. 8°. 1909. geh. M. 4.40; in Leinw. geb. M. 5.—
- VII. Band. **Die Untersuchungsmethoden des Wasserstoffperoxyds.** Von **Dr. L. Birckenbach.** Lex. 8°. 1909. geh. M. 4.40; in Leinw. geb. M. 5.—
- VIII./IX. Band. **Methoden zur Untersuchung von Milch und Milchkäseprodukten.** Von **Dr. Kurt Teichert.** Mit 54 Abbildungen und 27 Tabellen. Lex. 8°. 1909. geh. M. 11.40; in Leinw. geb. M. 12.—
- X. Band. **Die Bestimmungsmethoden des Wismuts und seine Trennung von den anderen Elementen.** Von **Privatdoz. Dr. L. Moser.** Lex. 8°. 1909. geh. M. 4.—; in Leinw. geb. M. 4.60.
- XI./XII. Band. **Die Katalyse.** Die Rolle der Katalyse in der analytischen Chemie. Von **Privatdoz. Dr. G. Woker.** I. Allgemeiner Teil. Lex. 8°. 1910. geh. M. 20.—; in Leinw. geb. M. 21.—
- XIII. Band. **Stand und Wege der analytischen Chemie.** Von **Prof. Dr. W. Böttger.** Lex. 8°. 1911. geh. M. 1.80; in Leinw. geb. M. 2.40.
- XIV./XV. Band. **Die Analyse der seltenen Erden und der Erdsäuren.** Ceriterden, Yttererden, Zirkonerde und Thorerde, Titansäure, Niobsäure und Tantal-säure. Von **Prof. Dr. R. J. Meyer** und **Privatdoz. Dr. O. Hauser.** Lex. 8°. 1912. geh. M. 10.—; in Leinw. geb. M. 10.80.
-

Sammlung chemischer und chemisch-technischer Vorträge.

Begründet von **Prof. Dr. Felix B. Ahrens.**

Herausgegeben von **Prof. Dr. W. Herz.**

Jährlich erscheint ein Band Lex. 8° von 12 Heften. Preis eines Bandes M. 15.—

Einzelne Hefte im Sonderabdruck à M. 1.50.

Neunzehnter Band im Erscheinen.

(Verzeichnisse sämtlicher erschienenen Hefte sind jederzeit zu beziehen.)

Verlag von FERDINAND ENKE in Stuttgart.

- Ahrens, Prof. Dr. F. B., Anleitung zur chemisch-technischen Analyse.** Ein Lehr- und Nachschlagebuch für Studierende, Chemiker, Hüttenleute, Techniker u. s. w. Mit 87 Abbildungen. gr. 8°. 1900. geh. M. 9.—
- Bender, Dr. A., und Erdmann, Prof. Dr. H., Chemische Präparatenkunde.** Zwei Bände Band I: **Anleitung zur Darstellung anorganischer Präparate** von Dr. A. Bender. Mit 102 Abbildungen. Lex. 8°. 1892. geh. M. 12.— Band II: **Anleitung zur Darstellung organischer Präparate** von Prof. Dr. H. Erdmann. Mit 41 Abbildungen. Lex. 8°. 1894. geh. M. 14.—
- Bertelsmann, Dr. W., Rechentafeln für Beleuchtungstechniker.** Mit 4 Abbildungen. 8°. 1910. geh. M. 2.60; in Leinw. geb. M. 3.—
- Cohn, Dr. G., Die Pyrazolfarbstoffe.** Lex. 8°. 1910. geh. M. 5.—
- Greinacher, Privatdoz. Dr. H., Die neueren Strahlen.** Radium-(α - β - γ -) Strahlen, Kathoden-, Kanal-, Anoden-, Röntgen-Strahlen. In leicht-fäßlichen Einzeldarstellungen. Mit 66 Abbildungen. Lex. 8°. 1909. geh. M. 4.—
- Hardin, W. L., Die Verflüssigung der Gase, geschichtlich entwickelt.** Uebersetzt von Prof. Dr. J. Traube. Mit 42 Abbildungen. Lex. 8°. 1900. geh. M. 6.—
- Kauffmann, Prof. Dr. H., Anorganische Chemie.** Volkshochschulvorträge. Mit 4 Abbildungen. Lex. 8°. 1907. geh. M. 3.60; in Leinw. geb. M. 4.40.
- Kühling, Prof. Dr. O., Lehrbuch der Maassanalyse** zum Gebrauch in Unterrichtslaboratorien und zum Selbststudium. Zweite Auflage. Mit 23 Textabbildungen. gr. 8°. 1904. geh. M. 3.20; in Leinw. geb. M. 4.—
- Levy's, S., Anleitung zur Darstellung organisch-chemischer Präparate.** Vierte neu bearbeitete und erweiterte Auflage. Herausgegeben von Prof. Dr. A. Bistrzycki. Mit 40 in den Text gedruckten Holzschnitten. gr. 8°. 1902. geh. M. 4.20; in Leinw. geb. M. 5.—
- Rüst, Doz. Dr. C., Anleitung zur Darstellung anorganischer Präparate.** Mit 16 Textabbildungen. gr. 8°. 1903. geh. M. 2.—; in Leinw. geb. M. 2.60.
- Schmidt, Prof. Dr. J., Die Chemie des Pyrrols und seiner Derivate.** Lex. 8°. 1904. geh. M. 10.—
- Schmidt, Prof. Dr. J., Ueber die praktische Bedeutung chemischer Arbeit.** gr. 8°. 1900. geh. M. 1.60.
- Schmidt, Prof. Dr. J., Ueber die Erforschung der Konstitution** und die Versuche zur Synthese wichtiger Pflanzenalkaloide. Lex. 8°. 1900. geh. M. 7.—
- Schultz, Prof. Dr. G., Kurzes Lehrbuch der chemischen Technologie.** Unter Mitwirkung von Prof. Dr. J. Hofer. Mit 151 in den Text gedruckten Abbildungen. Lex. 8°. 1903. geh. M. 8.—; in Leinw. geb. M. 9.—
- Wedekind, Prof. Dr. E., Organische Chemie.** Volkshochschulvorträge. Mit einer Abbildung. gr. 8°. 1907. geh. M. 3.40; in Leinw. geb. M. 4.20.

UNIVERSITY OF MICHIGAN



3 9015 07502 4862

